

PMM/T - 39/97

IT/T - 19/97



INSTITUTO DE
TECNOLOGIA

PROF. JORGE A. SABATO

UNIVERSIDAD NACIONAL
DE GENERAL SAN MARTIN
COMISION NACIONAL
DE ENERGIA ATOMICA

MAESTRIA EN
CIENCIA Y
TECNOLOGIA
DE MATERIALES

PROPAGACION DINAMICA AXIAL DE FRACTURAS EN TUBOS DE CONDUCCION

Gregorio Roberto Murtagian

UNIVERSIDAD NACIONAL DE GENERAL SAN MARTÍN

INSTITUTO DE TECNOLOGÍA

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
CENTRO DE INFORMACION C.A.C

**Propagación Dinámica Axial de Fracturas
en Tubos de Conducción (*)**

Ing. Gregorio Roberto Murtagian

Director

Dr. Hugo Alejandro Ernst

(*) Tesis para optar al título de *Magister en Ciencia y Tecnología de Materiales*

República Argentina

1997

AGRADECIMIENTOS

La culminación de un proceso que forma parte de la vida de una persona vuelve al interior de la misma a realizar una mirada retrospectiva del camino recorrido. Un camino que no era posible de imaginar en el comienzo del trabajo. Al poner punto final a la tarea y terminar esta etapa, siento que por sobre todas las cosas está algo que es muy superior: el haber conocido en el transcurso de este tiempo a gente maravillosa. Sin ninguna duda, gran parte de este trabajo y de mi formación personal se lo debo a ellos.

En primer lugar quiero agradecer a mi director de tesis, el Dr. Hugo Alejandro Ernst, quien con sus amplios conocimientos sobre el tema de fractura, la claridad de sus conceptos y la guía ejercida en la realización de este proyecto, ha hecho posible que el mismo posea una estructura sólida.

También quiero agradecer a quien fuera director de esta tesis en sus comienzos y que lamentablemente no está aquí para poder rendirle su más que merecido tributo. El Dr. Guillermo Luis Fitzsimons ha sido quien me ha permitido llevar adelante los proyectos hasta donde mi propio límite los dejara, confiando en la capacidad de su gente y apoyándola para avanzar. He recibido ayuda y consejos de su parte más allá de lo profesional y su partida representa una pérdida dolorosa e irreparable en el aspecto personal y científico.

Quiero agradecer a la Ing. Teresa Estela Pérez por la guía brindada y su disponibilidad para escuchar y resolver los más variados problemas. Así también le quiero agradecer su claridad de conceptos y la dedicación brindada en los cursos curriculares de la Maestría en Ciencia y Tecnología de los Materiales.

Gran parte de este trabajo ha sido la realización de los experimentos, llevados a cabo en el Laboratorio de Ensayos a Plena Escala (LEPE). En esos ensayos se ha combinado el movimientos de grandes masas y energías con la delicadeza de instrumental y electrónica. La realización con éxito de los mismos se debió a la prestancia y buena voluntad de todo un equipo de trabajo ordenado y disciplinado. Quiero agradecer a quien fuera la fuerza impulsora de estos ensayos: Amadeo Nobile, quien con su buena predisposición a la tarea y el interés demostrado, llevando a cabo las tareas más duras, permitió que los ensayos se realizaran sin complicaciones. También quiero agradecer el aporte de Pablo Daubian por el entusiasmo demostrado y la prolijidad en la puesta a punto, preparación y armado del sistema de adquisición de datos de los ensayos. Agradezco también el aporte del resto del personal del LEPE que colaboró en los ensayos: Fabián Benedetto, Sergio García, Miguel Nakoneczny, Gustavo Perrone y César Silva.

La dirección y coordinación de los ensayos estuvo realizada por Daniel David Hall Johnson, quien con su sentido del humor inglés, experiencia, capacidad y espíritu investigador, realizó proezas dignas de formar parte de la literatura épica para llevar adelante los ensayos.

Quiero agradecer a los profesionales de VNIIGAZ: Nicolai I. Anenkov, Irina S. Kotova y Y. M. Prokofiev, por la asistencia brindada en la realización de los ensayos y el clima de camaradería generado.

No puedo dejar de mencionar la excelente predisposición al trabajo, la ayuda brindada, y el conocimiento cabal de la metalografía que posee el personal del Laboratorio Metalográfico de Siderca. Agradezco profundamente a sus integrantes: Roberto Posa, Oscar Cianchetta y Miguel Soto todo lo compartido.

También quiero agradecer a todo el personal de seguridad de Siderca que asistió a cada ensayo, velando por la seguridad de los mismos, y al personal del Laboratorio Físico y Químico de Siderca por la realización de los ensayos.

No tengo palabras para agradecer a Mauro Kobrinsky, un gran amigo y científico, por el apoyo y ayuda brindada en la realización del trabajo.

También quiero agradecer a Pablo Vizcaino, Nelson Pachao Morbitzer, Alejandro Ibáñez, Fabián Fuhr, José Villasante Aliaga, Marcelo Liendo, Pablo Stickar, Jorge Giampaoli, Claudio Morales y José L. Otegui por la ayuda brindada.

Agradezco a la Fundación para el Desarrollo Tecnológico (FUDETEC) por haberme brindado la oportunidad de realizar este trabajo y apoyar económicamente al proyecto, poniendo a disposición los laboratorios, oficinas, equipos, biblioteca y cuanto fuera necesario para la ejecución del mismo.

Agradezco al Departamento de Metalurgia y a la Gerencia de Calidad de Siderca y Tamsa, en especial al Dr. Juan C. González y el Ing. Jorge Correa de Siderca y a los Drs. Elloy Martínez y Sergio De la Maza de Tamsa por el apoyo brindado al proyecto y el genuino interés demostrado por el mismo.

También agradezco a las empresas Siderca y Tamsa por proveer los tubos para la realización de los ensayos.

Quiero agradecer a los profesionales de CNEA, en especial a la Dra. Alicia Sarce quien desde el primer día logró contagiarme su entusiasmo por la Ciencia de los Materiales, al Lic. Juan Crespi por introducirme en la mecánica de fractura y facilitarme material bibliográfico recopilado a lo largo de décadas de trabajo. También quiero agradecer a todos los docentes y compañeros de la Maestría en Ciencia y Tecnología de los Materiales por generar un ámbito de formación, opiniones y desarrollo fértil, tanto en lo científico como en lo personal.

Quiero agradecer al Dr. Eduardo N. Dvorkin por la claridad conceptual y constancia demostrada en los cursos de Mecánica Computacional, permitiendo un conocimiento más profundo y elegante del arte de la resolución numérica.

A todos ellos quiero agradecer su presencia. La impronta de cada uno está en estas páginas y permanecerá en mí durante toda la vida.

Gregorio Roberto Murtagian

ABSTRACT

An experimental-theoretical research project on dynamic axial crack propagation was developed in steel line pipes intended for arctic service. It was carried out in order to: i) prevent unstable axial crack propagation, ii) characterize the material behavior, iii) propose qualification tests and parameters to take into account in them, and iv) to know the variables that govern the dynamic fracture process and its inter-dependencies.

Full scale bursting test at -40°C and -60°C were carried out in three low alloy high strength steels, with radius/thickness ratio $R/T_h \cong 10$. Pipes were X 65 grade, Q&T, according API 5L spec. Crack extension versus time was measured with timing wires and a data acquisition system.

A new constitutive model for dynamic crack propagation is presented based in the momentum conservation law. The model includes a set of expressions that allows to define: i) the material dynamic toughness, ii) the crack propagation force, and iii) the pipe decompression.

The capabilities of the model are demonstrated through the comparison between acquired data and model results.

With the combination of experimental data and the developed model, it has been found: i) the material dynamic fracture properties, including limit crack speed, ii) the conditions to meet leak before break, and iii) the knowledge of variables that govern the dynamic fracture problem and its inter-dependencies.

RESUMEN

Se ha realizado un trabajo teórico-experimental sobre la propagación axial de fisuras en tubos de conducción para aplicaciones en zonas árticas. El trabajo ha sido desarrollado para: i) prevenir la propagación inestable axial de fracturas, ii) caracterizar el comportamiento del material, iii) proponer ensayos de calificación y los parámetros a tener en cuenta en ellos, y iv) conocer las variables que gobiernan el proceso de fractura dinámica y su interrelación.

Se realizaron ensayos de explosión a plena escala a -40°C y -60°C en tres aceros de baja aleación y alta resistencia, grados X 65, Q&T, acorde a la especificación API 5L. Se utilizó una relación de radio/espesor $R/T_h \cong 10$.

Se realizó la medición de la extensión de la fisura en función del tiempo con tiras de medición y un sistema de adquisición de señales.

Se modeló la propagación dinámica de fracturas, proponiéndose una nueva ecuación constitutiva basada en la conservación del momento. El desarrollo incluye expresiones que definen: i) la tenacidad dinámica del material, ii) la fuerza de propagación de la fractura, y iii) la descompresión del tubo.

La capacidad del modelo ha sido demostrada a través de la comparación entre los datos adquiridos y las curvas obtenidas mediante el mismo.

De la combinación de los datos experimentales y el modelo desarrollado, se ha hallado: i) las propiedades a la fractura dinámica del material, incluyendo la velocidad límite de propagación de fracturas, ii) las condiciones para obtener la pérdida antes que la rotura, y iii) el conocimiento de las variables que gobiernan el proceso de fractura dinámica y su interrelación.

INDICE

1	Introducción	5
1.1	Desarrollo Histórico	5
1.1.1	Propagación Dinámica de Fracturas.....	9
1.1.2	Propagación de Fracturas en Tuberías de Conducción.....	10
1.2	Descripción del Trabajo.....	11
2	Mecánica de Fractura Lineal Elástica	13
2.1	Teoría de Griffith.....	13
2.2	Velocidad de Relajación de Energía	17
2.3	Curva R. Criterio de Inestabilidad.....	20
2.4	Factor de Intensidad de Tensiones	22
2.5	Relación entre la Velocidad de Relajación de Energía y el Factor de Intensidad de Tensiones.....	26
2.6	Plasticidad Asociada a la Punta de la Fisura	26
2.6.1	Modelo de Irwin.....	27
2.6.2	Modelo de Dugdale	30
2.7	Estado Plano de Tensión y Estado Plano de Deformación.....	31
3	Mecánica de Fractura Elastoplástica	36
3.1	Apertura de la Punta de la Fisura. CTOD	36
3.2	La Integral J.....	39
3.2.1	El Parámetro J como una Extensión del Parámetro G	42
3.2.2	El Parámetro J como factor de Intensidad de Tensiones	44
3.3	Crecimiento de Fisuras Estacionarias y No Estacionarias.....	47
3.4	Angulo de Apertura de la Punta de la Fisura. CTOA	49

4 Comportamiento del Material	50
4.1 Fractura Dúctil	52
4.1.1 Crecimiento Dúctil de Fisura	56
4.2 Fractura por Clivaje	57
4.3 Fractura Intergranular	61
5 Mecánica de Fractura Dinámica	62
5.1 Mecánica de Fractura Elastodinámica	63
5.1.1 Modelos Estático y Cinético	64
5.2 Iniciación del Crecimiento de una Fisura Bajo Carga Dinámica	67
5.3 Velocidad de Propagación de Fisuras.....	70
5.4 Fuerza Impulsora de Fisura Dinámica.....	74
5.5 Tenacidad Dinámica del Material	79
5.6 Bifurcación de la Fisura	84
5.7 Arresto de la Fisura	87
5.8 Propagación de Fracturas en Tuberías de Conducción.....	91
5.9 Motivación del Presente Trabajo	97
6 Desarrollo Experimental.....	100
6.1 Descripción del Ensayo	100
6.2 Interpretación de los Datos Obtenidos	
Mediante las Tiras de Medición	103
6.3 Material Utilizado	105
6.4 Ensayos a Plena Escala.....	107
6.4.1 Condiciones de los Ensayos	107
6.4.2 Resultados de los Ensayos.....	108
6.4.3 Ensayos Sobre Probetas de Acero DS 196.....	109
6.4.4 Ensayos Sobre Probetas de Acero DS 992.....	110
6.4.5 Ensayos Sobre Probetas de Acero TAM 924	117

6.5	Análisis Fractográfico	131
6.6	Otros Ensayos	136
6.6.1	Ensayos a Plena Escala Sobre Probetas N80.....	136
6.6.2	Ensayos de <i>Drop Weight Tearing Test</i>	137
6.6.3	Ensayos de J_{IC}	138
6.7	Observaciones de los Ensayos de Explosión a Plena Escala	139
7	Modelado de la Propagación Dinámica de Fracturas.....	142
7.1	Ecuación Constitutiva del Movimiento.....	143
7.2	Cálculo de la Fuerza Impulsora de Propagación de Fracturas	144
7.2.1	Factor de Intensidad de Tensiones.....	146
7.2.2	Cálculo del Caudal de Fluido.....	146
7.2.3	Cálculo de la Despresurización del Tubo	148
7.3	Tenacidad Dinámica del Material	150
7.4	Solución del Sistema de Ecuaciones Diferenciales	151
7.5	Obtención de Parámetros del Material.....	156
7.5.1	Probetas N 80	156
7.5.2	Probetas SID 992.....	158
7.5.3	Probetas TAM 924	162
7.6	Observaciones del Modelado	167
7.7	Apéndice.....	168
7.7.1	Obtención de Parámetros a Partir del Ensayo Charpy.....	168
7.7.2	Ejemplos de Variación de las Funciones	169
8	Resumen, Conclusiones y Desarrollos Futuros.....	172
8.1	Resumen	172
8.2	Conclusiones	173
8.2.1	Propagación Dinámica Axial de la Fractura	173
8.2.2	Pérdida Antes que la Rotura (Leak Before Break, LBB).....	174

8.2.3 Ensayos a Plena Escala	174
8.2.4 Aspecto de las Fracturas	175
8.2.5 Ensayos de Evaluación de la Tenacidad Dinámica del Material	175
8.2.6 Modelado de la Propagación Dinámica de Fracturas	176
8.3 Desarrollos Futuros	176
9 Bibliografía	177

1 Introducción

1.1 Desarrollo Histórico

Posiblemente, el primer registro histórico relacionado con la mecánica de fractura sea el trabajo publicado por Leonardo da Vinci en el siglo XV [1]. Da Vinci realizó experimentos en donde evaluaba la resistencia a la rotura de alambres de acero de igual diámetro y distinta longitud, colgando de los mismos una canasta a la cual la llenaba gradualmente con piedras, evaluando el peso que la canasta poseía al momento de la rotura del alambre y la zona en donde el mismo rompía. Con estos experimentos le fue posible determinar, en forma cualitativa, que la resistencia del alambre era inversamente proporcional a la longitud del mismo. Dado que la resistencia de un material no puede ser función de su longitud, este fenómeno más tarde fue explicado suponiendo una población de defectos en el volumen del material y aceptando que la tensión de rotura es dominada por la presencia de esos defectos, a mayor volumen de material, mayor es la probabilidad de que existan defectos de gran tamaño, disminuyendo de esa forma la resistencia del alambre.

La construcción de estructuras en el período anterior a la revolución industrial empleaba materiales tales como madera, ladrillos y mortero. Estos últimos materiales, que eran utilizados para la construcción de puentes y catedrales, poseen una baja resistencia a los esfuerzos tensiles, por lo tanto el diseño de las estructuras se basaba en geometrías del tipo de arco, en las cuales se solicita a los materiales a esfuerzos de compresión, dando una gran estabilidad a la estructura. El ejemplo más elocuente de estructuras solicitadas a esfuerzos de compresión son las pirámides egipcias.

Con la Revolución Industrial se produjo un cambio sustancial en el estilo arquitectónico. La producción masiva de acero permitió su utilización para la construcción de grandes estructuras. El acero soporta cargas tensiles relativamente altas (aún el producido en esa época) en comparación con los materiales hasta ese momento utilizados, por lo cual el diseño de estructuras ya no estaba limitado a geometrías en las que las sollicitaciones fueran sólo de compresión. Junto a este cambio aparecieron nuevos problemas. Muchas de las estructuras construidas, aleatoriamente presentaban fallas (aún trabajando con coeficientes de seguridad de 10 o más sobre su tensión de rotura). Sin embargo, un análisis cuantitativo del problema no fue posible sino hasta la aparición de la Teoría Matemática de la Elasticidad y la introducción de los conceptos de tensión y deformación, comenzados a desarrollar recién en el siglo XIX [2]. Durante ese siglo, el diseño estaba basado sobre la resistencia del material, aplicando grandes coeficientes de seguridad a los valores teóricos calculados de las secciones necesarias para soportar las cargas aplicadas, buscando de esa manera prevenir las fallas aparentemente erráticas que ocurrían en algunas estructuras.

A principios de siglo, con el mayor desarrollo de la Teoría Matemática de la Elasticidad, fue posible reconocer la existencia de concentradores de tensión en las estructuras. C. E. Inglis [3] desarrolló la expresión que permite obtener el estado de tensión en el borde de un agujero elíptico en una placa infinita en tensión (fig. 1-1). La expresión es de la forma

$$\sigma = \sigma_{\text{nom}} \left(1 + 2 \left(\frac{a}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \right) \quad [1-1]$$

donde σ es el valor de tensión en el punto en estudio del agujero elíptico. Este valor de tensión puede ser hallado a través del valor de tensión nominal de la placa (σ_{nom}) y la relación entre la mitad de la longitud del eje mayor del orificio (a) y el radio de curvatura en el punto de interés (ρ). Para un orificio circular, en donde $a=\rho$, la tensión será $\sigma=3.\sigma_{\text{nom}}$. A medida que $\rho \rightarrow 0$, la geometría de la elipse tiende a la de una fisura aguda. De la formula anterior se deduce que la tensión en la punta de la fisura tendería a valores infinitamente grandes para cualquier carga aplicada, se dice entonces que el cuerpo posee una singularidad.

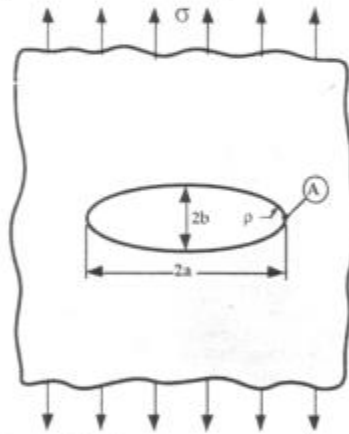


Figura 1-1: Agujero elíptico en una placa infinita en tensión.

La manera de tratar este tipo de singularidades sólo fue resuelta a través de la mecánica de fractura. En 1920 A. A. Griffith publicó un trabajo relacionando la tensión de fractura con la geometría de la fisura para la propagación inestable de fisuras [4]. Utilizó criterios energéticos de la mecánica clásica y la termodinámica para formular su teoría. Griffith propuso un balance de energía y postuló que una fisura se propaga de manera inestable cuando para un dado incremento de la longitud de la fisura, la disminución en la energía de deformación del cuerpo es igual o mayor que el incremento de energía asociada a la creación de superficie (en este caso no existe el trabajo de las fuerzas externas). Esto sólo era válido para materiales en los cuales el trabajo de fractura sólo estuviera dado por la energía de creación de nuevas superficies, y esta energía de superficie fuera constante durante todo el proceso de propagación de la fisura, lo cual sólo ocurre para

sólidos idealmente frágiles, siendo los vidrios los materiales que más se aproximan a dicho comportamiento.

La extensión del modelo de Griffith para ser aplicado a materiales ingenieriles no ocurrió sino hasta pasada la segunda guerra mundial. Una de las causas por la cual la mecánica de fractura tomó impulso durante ese período fueron las fallas producidas en todo tipo de estructuras de acero. Uno de los ejemplos de falla más relevantes de ese período fue la salida de servicio de 400 de los 2700 buques Liberty [5] que la armada americana le entregó a la armada británica durante la segunda guerra mundial, llegando algunos de ellos a partirse en dos mitades. Estas fallas fueron debidas a la combinación de varios factores:

- Se habían reemplazado las uniones remachadas por otras soldadas que poseían defectos.
- Muchas de las fracturas se iniciaron en bordes de ángulo recto, geometría que favorece a la concentración de tensiones.
- El acero utilizado mostraba una baja energía absorbida en los ensayos Charpy.
- Las propiedades corrosivas del agua de mar, unido a la bajas temperaturas de las zonas árticas y el tipo de cargas de fatiga que producen los movimientos del agua (fig. 1-2).



Figura 1-2: Cargas de fatiga por flexión debidas a las olas en el mar.

Este material que era adecuado para buques con uniones remachadas, en donde cada panel actuaba como barrera para la propagación de fisuras, no era adecuado para las uniones soldadas en las que una fisura podía atravesar completamente el buque sin ser arrestada (fig. 1-3).

La posibilidad de extender la teoría desarrollada por Griffith a materiales ingenieriles, en especial a metales, cuyos valores de tenacidad son varios órdenes de magnitud mayores a los del vidrio, se llevó a cabo gracias a la contribución de G. R. Irwin [6]. Irwin (a la vez que E. Orowan [7] en forma independiente¹), incluyó al enfoque de Griffith la energía disipada en el avance de una fisura por el fenómeno de plasticidad. Por otro lado, enfocando la atención sobre el problema dinámico de propagación de fisuras, Mott [8] extendió la teoría de Griffith para el caso de fisuras que se propagan a gran velocidad.

El siguiente paso dado por Irwin [9] fue el de utilizar las soluciones halladas por la Teoría Matemática de la Elasticidad para los estados de tensión y deformación

¹Orowan realizó estudios de la deformación plástica local adyacente a una fractura frágil en aceros dulces usando rayos x para detectar distorsiones en el parámetro de red.

delante de una fisura aguda contenida en una placa infinita y postular que esos campos de tensión y deformación pueden ser expresados a través de un único parámetro, luego conocido como factor de intensidad de tensiones. La conexión entre el enfoque energético de Griffith y el tensional de Irwin también fue realizado por este último [9], fundándose las bases de la Mecánica de Fractura Lineal Elástica (LEFM) o Mecánica de Fractura de Griffith-Irwin o también conocida como Mecánica de Fractura de Griffith-Irwin-Orowan.

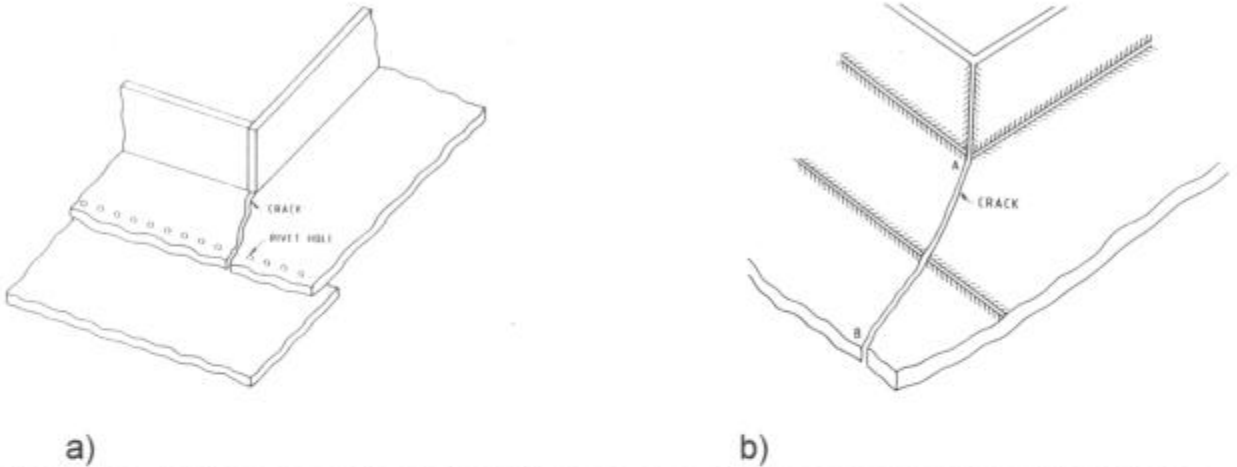


Figura 1-3: Propagación de fracturas en a) uniones remachadas y b) soldadas.

A medida que el desarrollo de estas teorías iba obteniendo mayor correlación con los resultados experimentales, se buscó extender las mismas a materiales en los cuales la deformación plástica que se genera en la punta de la fisura precediendo la falla invalida las hipótesis de la LEFM. Numerosos factores de corrección fueron aplicados a la teoría, como ser los desarrollados por G. R. Irwin [10], D. S. Dugdale [11], G. I. Barenblatt [12] y A. A. Wells [13], pero el cambio debería ser más radical.

Un nuevo camino se abrió en la mecánica de fractura con las observaciones de A. A. Wells [13], en aceros de construcción de baja a mediana resistencia, sobre el apartamiento que sufrían las superficies de la fisura debido a la deformación plástica anterior a la falla, lo que lo impulsó al desarrollo de un parámetro fractomecánico conocido como Crack Tip Opening Displacement (CTOD) o apertura de la boca de la fisura. Posteriormente (1968) J. R. Rice [14] desarrolló otro parámetro para caracterizar el comportamiento no lineal del material delante de la fisura, la integral J. Esta es una integral de línea evaluada en un contorno arbitrario alrededor de la punta de la fisura, y expresa la velocidad de relajación de energía para materiales de comportamiento no lineal, teniendo además la posibilidad de ser aplicado para condiciones de deformación mucho mayores que las aceptadas por la teoría de Griffith. Al mismo tiempo, J. W. Hutchinson [15], J. R. Rice y G. F. Rosengren [16] asociaron la integral J con el campo de tensiones delante de una fisura, para materiales de comportamiento no lineal. Con esto, el parámetro J podía ser utilizado como un parámetro energético o bien como un factor de intensidad de tensiones no lineal. La aplicación práctica de este parámetro fue realizada por J. A. Begley y J. D. Landes [17]. Begley y Landes caracterizaron la tenacidad de aceros mediante el uso del parámetro J.

Un paso posterior en el desarrollo de la mecánica de fractura ha sido el estudio de la integridad estructural a través del análisis de la tolerancia al daño. Este análisis supone que en toda estructura existen defectos, cuyo tamaño máximo depende de la técnica de ensayo no destructivo para detectarlo. A partir de ese tamaño máximo de defecto se calcula cual sería la vida útil remanente del elemento, que está dada por el tiempo necesario para que la fisura alcance una longitud crítica, produciéndose inmediatamente después la fractura del componente.

En este punto los desarrollos alcanzados impulsan a extender la mecánica de fractura a materiales de comportamiento no lineal y dependiente del tiempo, como es el caso de los materiales con relaciones constitutivas viscoelásticas o viscoplásticas, lo cual constituye un campo de desarrollo actual.

En esta reseña no se han mencionado otras ramas de importancia en la mecánica de fractura, las cuales constituyen en sí una especialidad, entre otras la forman los estudios sobre fatiga, fisuración bajo tensiones y el desarrollo de modelos microestructurales, que relacionen el comportamiento local y general del material a la fractura.

1.1.1 Propagación Dinámica de Fracturas

Retomando el tema de propagación dinámica de fracturas, N. F. Mott [8] en el trabajo realizado en 1948 introdujo el concepto de la existencia de una velocidad límite de propagación de fracturas. Esta velocidad límite está relacionada con la velocidad de propagación de las ondas elásticas en el medio en el que se propaga la fractura. Para realizar esta teoría Mott tomó ciertas hipótesis que luego no serían compatibles con el resultado obtenido. Elizabeth Yoffe [18] realizó en 1951 un análisis de las tensiones presentes delante de una fisura de longitud constante en propagación a velocidad constante. Encontró que la tensión máxima cambia de dirección a una cierta velocidad relacionada con la velocidad de propagación de ondas transversales en el medio. Mediante este desarrollo Yoffe abrió un camino para hallar un criterio que explicara la ramificación de fisuras y la existencia de una velocidad límite de propagación de las mismas.

En 1954 el trabajo de Mott fue retomado por D. K. Robert & A. A. Wells [19] quienes realizaron el cálculo de la masa que se estaba moviendo en la propagación de la fractura, punto que Mott había dejado inconcluso. En 1960 E. N. Dulaney & W. F. Brace [20] y J. P. Berry [21] paralelamente corrigieron la hipótesis errónea asumida por Mott y junto al trabajo de Robert & Wells estimaron una nueva velocidad límite de propagación de fracturas. Estos análisis cuasiestáticos de la propagación dinámica de una fractura estaban realizados para un cuerpo infinito bajo un estado de tensión constante y las propiedades del material no dependían de la velocidad.

Un enfoque dinámico del problema fue realizado por K. B. Broberg [22] basado en el trabajo de Yoffe. Broberg estimó que la velocidad de propagación de fracturas es la velocidad de las ondas elásticas superficiales o de Rayleigh. Un paso posterior

fue el dado por C. Atkinson & J. D. Eshelby [23] quienes calcularon la integral J para condiciones dinámicas de propagación de fracturas. En 1974 en los trabajos de L. B. Freund et al. [24-27] y F. Nilsson [28] se propuso una generalización de las relaciones entre los enfoques energéticos y tensionales para condiciones dinámicas de propagación de fracturas.

Debido a que el desarrollo teórico de la mecánica de fractura dinámica sólo tiene soluciones cerradas para casos de placas infinitas, es necesaria la utilización de métodos numéricos para determinar estas soluciones en cuerpos finitos. Las soluciones numéricas son corroboradas en la medida que las técnicas experimentales permitan medir las variables de salida de dichos cálculos, en especial las tensiones presentes en los puntos singulares del cuerpo.

En el desarrollo experimental, no es extraño que uno de los puntos que ha tenido mayor interés ha sido la medición de las tensiones en la zona próxima a la punta de una fisura en propagación dinámica. J. F. Kalthoff et al. [29, 30] y A. S. Kobayashi et al. [31] fueron los principales impulsores del desarrollo de métodos ópticos acoplados con técnicas de fotografía a alta velocidad para seguir la evolución de estas tensiones durante la propagación dinámica de la fractura. Estos desarrollos sólo han sido posibles de aplicar sobre probetas de laboratorio. Las técnicas de fotografía a alta velocidad también fueron utilizadas para seguir la evolución de las deformaciones de la probeta, en especial la geometría de la fisura [32, 33].

1.1.2 Propagación de Fracturas en Tuberías de Conducción

En las décadas del 60 y 70 tuvo un gran impulso el estudio de problemas de propagación dinámica de fracturas en tuberías de conducción de gas. Esto se debió a la creciente demanda energética y la instalación de tuberías de transmisión de gas en zonas de bajas temperaturas. Muchas de esas tuberías sufrieron fracturas que se propagaron por varios kilómetros antes de su arresto. Como consecuencia de estos accidentes los trabajos de investigación se centraron en determinar qué propiedad del material caracterizaba al problema. Los trabajos tomaron dos caminos, por un lado obtener el valor mínimo de la resistencia del material a la propagación de fracturas, que para un cierto tamaño de fisura produjera la condición de pérdida antes que la rotura (*Leak Before Break*). Se produce LBB cuando la fractura atraviesa el espesor de la pared del tubo y no continúa una posterior propagación axial de la misma. Por otro lado, debido a que esta condición no siempre puede ser asegurada, se estudió la propagación dinámica axial de la fractura y las condiciones para que ésta arreste. Se realizaron numerosos experimentos sobre la propagación de fracturas en tuberías de conducción desarrollándose las técnicas apropiadas para la adquisición de datos en esos experimentos [34]. Sin embargo el desarrollo teórico no alcanzó un nivel óptimo.

Numerosos intentos se realizaron para modelar los experimentos de propagación dinámica de fracturas con diversas teorías, cabe destacar los trabajos realizados por Emery et al. [35-41], Kanninen et al. [42, 43], Freund et al. [44], Demofonti et al. [45-47], entre otros. Los resultados se encuentran limitados para la aplicación a

casos particulares debido a las numerosas hipótesis realizadas para simplificar el problema. Al tratar de realizar desarrollos más exactos en los modelos, la complejidad del problema lo vuelve irresoluble dentro del marco teórico, experimental y numérico actual.

1.2 Descripción del Trabajo

En las plantas productoras de tubulares para la industria del gas y del petróleo es de suma importancia poseer parámetros válidos de caracterización del producto. Estos parámetros deben permitir evaluar la capacidad del mismo para brindar el servicio para el cual fue fabricado.

De acuerdo al tipo de producto: OCTG (*Oil Country Tubular Goods*), LP (*Linepipes*), etc., y las condiciones ambientales y solicitaciones a las que el mismo se verá sometido: ambientes ácidos, *offshore*, altas o bajas temperaturas, altas presiones internas o externas, existirán uno o varios parámetros indicadores de la bondad del producto para una determinada utilización.

En particular, lo cual es el tema desarrollado en el presente trabajo, es de gran importancia la correcta evaluación de las propiedades de fractura de las tuberías de conducción que trabajarán en zonas árticas. Es fundamental que la instalación, bajo ciertas condiciones de funcionamiento, sea apropiada para evitar la propagación axial inestable de la fractura. En este tipo de falla, una fractura se puede propagar por varios kilómetros antes de su arresto, con las consecuentes pérdidas económicas y daño ecológico.

La propagación inestable axial de la fractura puede ser controlada mediante dos caminos: i) satisfacer las condiciones para obtener LBB o ii) arrestar la fractura una vez que ésta haya comenzado su propagación axial. Esta última condición se puede implementar a través de arrestadores de fracturas en la instalación, o bien obtener velocidades de propagación de la fractura menores a la velocidad de propagación del sonido en el fluido conducido.

Una de las maneras más sencillas (y muchas veces la única a nivel industrial) de evaluar la tenacidad que posee un material, es a través del ensayo Charpy. Este ensayo brinda una cantidad importante de información: energía consumida durante la fractura, temperatura de transición dúctil-frágil, aspecto de la superficie de fractura, entre otros. Sin duda las características enumeradas del ensayo Charpy lo hacen altamente recomendable como método de evaluación de la tenacidad del material. Sin embargo, se ha observado que materiales que exhiben una alta energía consumida en el ensayo Charpy, mostrando 100% de área dúctil en este ensayo, muestran en la práctica un comportamiento inferior.

En este punto toman relevancia los criterios de evaluación y calificación de los productos: cuál es el ensayo más apropiado para la evaluación del mismo, qué variables lo dominan y cuáles deben medirse para la calificación del producto.

Este trabajo intenta esclarecer estos puntos a través de la realización de ensayos de explosión a plena escala sobre tres materiales diseñados para servicio ártico, y el desarrollo de una teoría de propagación dinámica de fracturas que defina las variables puestas en juego en el proceso y su interrelación.

En este trabajo se realizaron experimentos de explosión a plena escala en tubos de conducción a temperaturas de hasta -60°C . Se utilizaron tres aceros de baja aleación y alta resistencia, grado X 65 según la norma API 5L, templados y revenidos. La relación radio/espesor utilizada fue aprox. 10.

Se obtuvieron datos del avance de la fractura vs. tiempo, geometría de la fractura, aspecto macroscópico y microscópico de la superficie de fractura y se realizó la caracterización del material.

Se presenta un nuevo enfoque del problema de la propagación dinámica de fracturas en su concepción básica: qué variables están involucradas en la propagación de la misma y cómo están relacionadas. Se realizó el modelado de cada punto en particular dentro del mismo: cuál es la fuerza impulsora, cuál la resistencia del material a la propagación de la fractura, y cómo es la despresurización del tubo.

Con el modelo desarrollado y los datos experimentales, se hallaron las propiedades a la fractura dinámica de dos de los materiales utilizados, incluyendo las condiciones para obtener LBB y la velocidad límite de propagación de la fractura.

Obviamente debido a la complejidad del problema fue necesario postular hipótesis que dan validez a la solución bajo ciertas condiciones, y será necesario un mayor desarrollo sobre esos puntos para generalizar los resultados obtenidos. Queda para futuros desarrollos la validación con un análisis más profundo de estas hipótesis y la mejora de la técnicas experimentales empleadas en el presente trabajo.

El trabajo se divide en 9 capítulos. Los primeros cinco tratan sobre el desarrollo de la mecánica de fractura desde sus orígenes, pasando por la mecánica de fractura lineal elástica, elastoplástica, el comportamiento del material y la mecánica de fractura dinámica. Un mayor detalle sobre los temas tratados en estos capítulos puede encontrarse en las referencias [48-54].

El capítulo 6 trata sobre la caracterización del material, los experimentos realizados y resultados obtenidos.

El capítulo 7 trata el modelado matemático del problema, análisis paramétrico de variables y el ajuste del modelo a los datos experimentales.

Los capítulos 8 y 9 son las conclusiones y bibliografía respectivamente.

2 Mecánica de Fractura Lineal Elástica

2.1 Teoría de Griffith

La mayor contribución realizada por A. A. Griffith [4], fue la resolución del problema de la singularidad planteada en el estudio del estado de tensión y deformación en la punta de una fisura elíptica aguda (fisura de Griffith), contenida en una placa infinita de espesor B, solicitada a un estado de tensión constante (fig. 2-1).

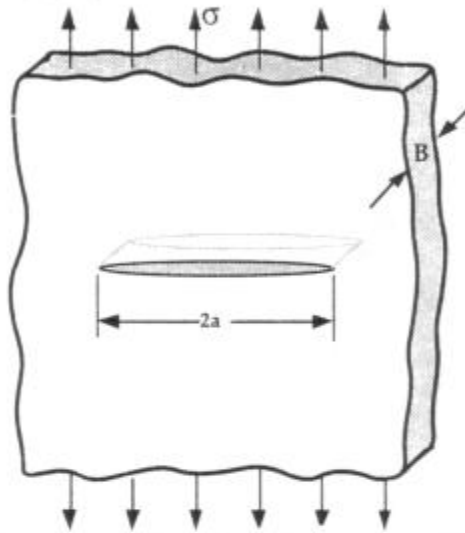


Figura 2-1: Fisura de Griffith.

Griffith halló la solución cuando realizaba un estudio con el fin de resolver la diferencia existente entre la tensión de rotura real de un sólido y la teórica, esta última de varios órdenes de magnitud mayor. Su estudio se basó en las fuerzas de unión interatómicas. Griffith consideró que para llevar a cabo la fractura de un material era necesario aplicar una tensión tal, que fuera capaz de romper las uniones atómicas que cohesionan al mismo. Este tipo de uniones deberían poseer varias propiedades (fig. 2-2), que se postulan:

- $\frac{\partial P}{\partial x} = k = E$, la derivada de la fuerza de unión atómica (P) con respecto a la separación (x) del estado de equilibrio (x_0), es igual al módulo de elasticidad longitudinal o Módulo de Young (E).
- El trabajo total de separación representado por el área sombreada bajo la curva P-x, es equivalente a la energía de superficie generada en la ruptura (γ).
- El máximo valor de P, representa la fuerza de unión interatómica, y es la fuerza que debe existir para que se produzca la ruptura de la unión.
- Se propone como ley de variación de la fuerza de unión interatómica con la separación, una del tipo senoidal con λ como valor de semilongitud de onda.

La relación que expresa la tensión puesta en juego entre los átomos, en función de la separación del estado de equilibrio es la siguiente

$$\sigma(x) = \left(\frac{E \cdot \gamma}{b}\right)^{\frac{1}{2}} \text{sen} \left[\left(\frac{E \cdot b}{\gamma}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{x}{b}\right) \right] \quad [2-2]$$

donde b representa la distancia interatómica en estado de equilibrio (siendo además $\lambda \cong b$). De esto se deduce que la tensión de unión interatómica teórica es

$$\sigma_{\text{teor}} = \left(\frac{E \cdot \gamma}{\lambda}\right)^{\frac{1}{2}} \quad [2-3]$$

Para los materiales más usuales $\gamma \approx E \cdot b / 40$, con lo que $\sigma_{\text{teor}} \approx E / 6$, valor que sobrepasa en varios órdenes de magnitud la resistencia de los sólidos.

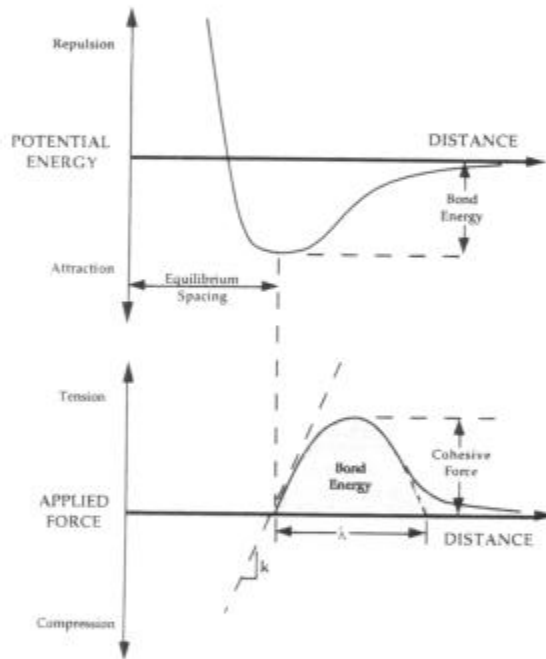


Figura 2-2: Energía potencial y fuerza en función de la separación interatómica.

Griffith arribó a la conclusión de que en los materiales deberían existir defectos que actuaran como concentradores de tensión disminuyendo la resistencia aparente del material. Este postulado es análogo al realizado por G. I. Taylor [55], E. Orowan [56] y Polanyi [57] en forma independiente, al predecir la existencia de dislocaciones en los sólidos para poder explicar la diferencia entre los valores de tensión de fluencia observados y los teóricos.

Griffith, utilizando teoremas energéticos de la mecánica clásica y la termodinámica, postuló como condición necesaria para el crecimiento de una fisura lo siguiente: "una fisura puede crecer si la energía total del proceso ante un incremento virtual de la fisura disminuye o permanece constante".

Dado un sistema como el de la figura 2-1, la condición límite necesaria para el crecimiento de la fisura es

$$\frac{dW}{dA} - \frac{dU}{dA} - \frac{dS}{dA} = \frac{dE}{dA} = 0 \quad [2-4]$$

siendo A el área de la superficie de fractura, W el potencial de las cargas exteriores, U la energía de deformación del cuerpo, S la energía de superficie del área de fractura y E la energía total del sistema. Esta expresión también puede expresarse como:

$$-\frac{d\Pi}{dA} = \frac{dS}{dA} \quad [2-5]$$

con

$$-\frac{d\Pi}{dA} = \frac{dW}{dA} - \frac{dU}{dA} \quad [2-6]$$

siendo Π la energía potencial del cuerpo, que está constituida por el potencial de las cargas exteriores y la energía de deformación del mismo.

Utilizando el análisis tensional para un material elástico lineal realizado por H. M. Westergaard [58] para las condiciones antes mencionadas, tomando el origen de coordenadas en el centro de la fisura y bajo condiciones de tensión plana², se demuestra que la apertura de los puntos de las caras de la fisura (v) es del siguiente tipo

$$v = \frac{2\sigma_{yy}}{E} (a^2 - x^2)^{\frac{1}{2}} \quad [2-7]$$

La variación de la energía potencial del cuerpo para estas condiciones será igual a la mitad del trabajo realizado por las fuerzas externas (sec. 2. 2), con lo cual

$$\Pi - \Pi_0 = W - U = 4.B \int_0^a \frac{1}{2} \cdot \sigma \cdot v(x) \cdot dx \quad [2-8]$$

donde Π_0 es la energía potencial del cuerpo sin fisura. Remplazando la ecuación de desplazamientos en la integral anterior se obtiene

$$\Pi = \Pi_0 - \frac{\pi \cdot \sigma^2 \cdot a^2 \cdot B}{E} \quad [2-9]$$

²Se define como estado de tensión plana a aquel en el que una de las tres componentes principales del tensor de tensiones es nulo.

con lo cual

$$\frac{d\Pi}{dA} = \frac{\pi \cdot \sigma^2 \cdot a}{E} \quad [2-10]$$

La energía de superficie que se requiere para la existencia de una fisura de longitud $2 \cdot a$ es

$$S = 4 \cdot a \cdot B \cdot \gamma \quad [2-11a]$$

y

$$\frac{dS}{dA} = 2 \cdot \gamma \quad [2-11b]$$

Utilizando el postulado de Griffith, la tensión de fractura (σ_f) que resulta de igualar las ecuaciones 2-10 y 2-11b y despejar es

$$\sigma_f = \left(\frac{2 \cdot E \cdot \gamma}{\pi \cdot a} \right)^{\frac{1}{2}} \quad [2-12]$$

En esta expresión se observa que la tensión de fractura (σ_f) es inversamente proporcional a la raíz del tamaño del defecto (a), difiriendo este valor con el teórico calculado ($\sigma_f = E/6$).

El criterio de Griffith puede ser aplicado a otro tipo de geometrías, como así también a estados de carga controlados por desplazamiento, o condiciones de deformación plana, variando la expresión 2-12 sólo en el valor de las constantes.

Griffith realizó trabajos en donde evaluaba la resistencia a la tracción de hilos de fibra de vidrio. Observó que la resistencia a la rotura de las fibras iba en aumento con la disminución del diámetro de las mismas, mientras que para un determinado diámetro, la resistencia era similar a la del sólido y no variaba con el aumento del mismo. De ello dedujo que la resistencia de las fibras seguía una ley del siguiente tipo

$$\frac{\sigma_f}{\sigma_{\text{teor}}} \cong \left(\frac{b}{a} \right)^{\frac{1}{2}} \quad [2-13]$$

recordando que b es la distancia de separación interatómica y a la semilongitud de fisura. Griffith, teniendo en cuenta los resultados de sus experimentos estimó cual sería el tamaño máximo de fisura que debería poseer el sólido y fabricó fibras de diámetro menor a este. El resultado de estos ensayos fue un aumento de la resistencia del material hacia su valor teórico, demostrando la validez de la

suposición de que la fractura del material estaba dominada por la presencia de fisuras.

Hasta aquí el modelo propuesto por Griffith sólo obtenía buenas correlaciones con vidrios, los cuales se aproximan en su comportamiento a materiales idealmente frágiles. Irwin [6] y Orowan [7] en forma independiente extendieron esta teoría a metales introduciendo al enfoque de Griffith la energía disipada por deformación plástica (γ_p). La tensión de fractura por unidad de espesor y unidad de avance de fisura queda entonces

$$\sigma_f = \left[\frac{E \cdot (2 \cdot \gamma + \gamma_p)}{\pi \cdot a} \right]^{\frac{1}{2}} \quad [2-14]$$

Para los metales, el valor de γ_p resulta de varios órdenes de magnitud mayor que γ , pudiendo este último ser despreciado. Una generalización aún mayor de esta expresión, deberá tener en cuenta cualquier tipo de energía consumida en la fractura, lo cual incluirá efectos viscoelásticos o viscoplásticos en función del material y condiciones de ensayo, así también en un análisis dinámico incluirá la energía cinética del cuerpo. También deben ser incluidos los efectos del zigzagueo y ramificación del camino de la fisura los cuales incrementan la cantidad de superficie generada en la propagación de las mismas, como se observa en la figura 2-3.

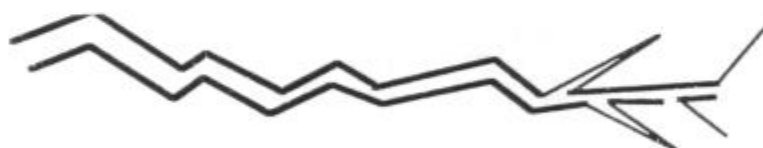


Figura 2-3: Efecto de zigzagueo y ramificación de la fisura

2.2 Velocidad de Relajación de Energía

Otro de los aportes realizados por Irwin (1956) [6] fue el reemplazo de la teoría de Griffith, haciendo más sencillo su uso práctico. Irwin definió al cambio de energía potencial del sólido con el avance de la fisura, como la velocidad de relajación de energía G . Este parámetro sería una medida de la energía disponible para el avance de la fisura. Dado que G es obtenido a través de un campo potencial, es también llamado *fuerza de extensión de fisura* o *fuerza impulsora de fisura*. Para el ejemplo de la placa de la fig 2-1, G tendrá la expresión (trabajando por unidad de espesor)

$$G = -\frac{d\Pi}{dA} = \frac{\pi \cdot \sigma^2 \cdot a}{E} \quad [2-14b]$$

Para un material idealmente frágil, el crecimiento de fisura se dará para la condición

$$G_c = \frac{dS}{dA} = 2 \cdot \gamma \quad [2-15]$$

en esta expresión es definido un nuevo parámetro G_c , el cual es una medida de la resistencia a la fractura del material o *tenacidad* del mismo.

Si se considera la aplicación de este parámetro para dos situaciones en que se tiene una misma geometría de probeta y fisura (fig. 2-4), y se varía la forma de aplicación de la carga en la probeta, realizándose un control sobre el desplazamiento del cabezal de carga (control por desplazamiento) en un caso y un control sobre la carga aplicada en otro (control por carga), de la definición de energía potencial

$$\Pi = W - U \quad [2-16]$$

recordando que W es el potencial de las cargas exteriores y U es la energía de deformación del cuerpo.

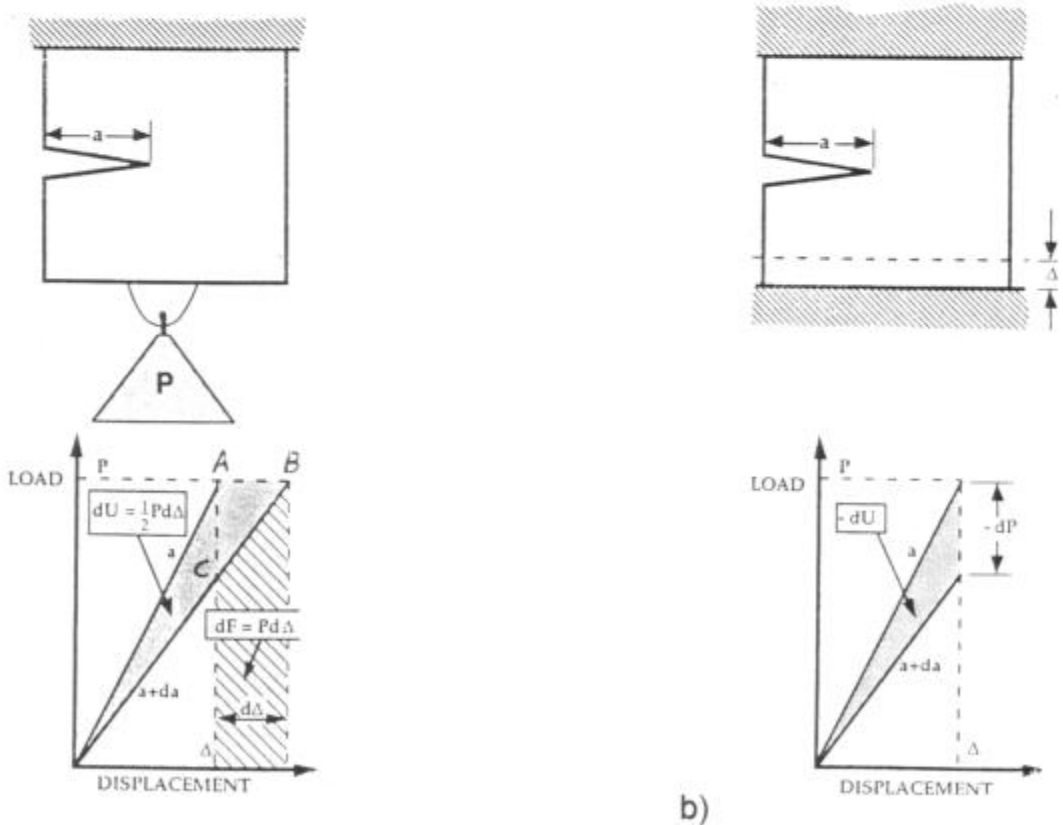


Figura 2-4: Ensayos con a) Control por carga y b) control por desplazamiento

Para el caso controlado por carga, el potencial de las cargas exteriores es

$$W = P \cdot \Delta \quad [2-17]$$

en donde P es la carga aplicada y Δ el desplazamiento total del punto de aplicación de la misma debido a la deformación del cuerpo. La variación de energía interna es

$$U = \frac{1}{2} \int_0^{\Delta} P \cdot d\Delta = \frac{P \cdot \Delta}{2} \quad [2-18]$$

con lo cual $\Pi = -U$, y

$$G = -\frac{d\Pi}{dA} = \frac{1}{B} \left(\frac{\partial U}{\partial a} \right)_P = \frac{P}{2 \cdot B} \left(\frac{\partial \Delta}{\partial a} \right)_P \quad [2-19]$$

Una manera más conveniente de trabajar con esta expresión es utilizando la elasticidad del cuerpo (*compliance*, C; que es función de su módulo de elasticidad, E). Para un cuerpo de comportamiento lineal elástico se define a la elasticidad como

$$C = \frac{\Delta}{P} \quad [2-20]$$

con lo cual

$$G = \frac{P^2}{2 \cdot B} \frac{dC}{da} = \frac{1}{2 \cdot B} \frac{\Delta^2}{C^2} \frac{dC}{da} \quad [2-21]$$

Conociendo la elasticidad del cuerpo, la cual puede ser hallada experimentalmente, es posible calcular la relajación de energía que existiría en un avance virtual de la fisura.

Para el segundo caso, en el que el desplazamiento es fijo, el potencial de las cargas exteriores es nulo ($W=0$) y $\Pi=U$, quedando

$$G = -\frac{1}{B} \left(\frac{\partial U}{\partial a} \right)_\Delta = -\frac{\Delta}{2 \cdot B} \left(\frac{\partial \Delta}{\partial a} \right)_\Delta \quad [2-22]$$

nuevamente trabajando con la elasticidad, llegamos a la ecuación 2-21, concluyendo que la velocidad de relajación de energía para el avance de la fisura es independiente del modo de efectuar la carga, por lo tanto

$$\left(\frac{\partial U}{\partial a}\right)_P = -\left(\frac{\partial U}{\partial a}\right)_\Delta \quad [2-23]$$

La diferencia entre ambas configuraciones es que en el caso de control por carga el crecimiento de la fisura aumenta la energía de deformación del material, a costa de la disminución de potencial de las cargas exteriores, mientras que en el caso de control por desplazamiento, esta energía disminuye. La diferencia en valor absoluto entre las energías de deformación para ambas configuraciones es de segundo orden, y está representada por el triángulo ABC de la figura 2-4a.

2.3 Curva R. Criterio de Inestabilidad

En la mecánica de fractura lineal elástica, bajo condiciones de deformación plana, se definió como condición necesaria para la propagación de una fisura que

$$G_c = \frac{dS}{dA} = 2\gamma \quad [2-24]$$

Esta propagación se puede realizar de manera estable o inestable. Esto dependerá de cómo varíen con la longitud de la fisura, la resistencia del material a la propagación de la misma, y la fuerza impulsora de la propagación. A la curva que grafica la resistencia del material a la propagación de fisuras en función de la longitud de la misma, se la denomina curva R. A la curva que grafica la fuerza impulsora para la propagación de fisuras en función de la longitud de la misma, se la denomina curva G. Las condiciones suficientes para que ocurra una propagación estable de fisura son

$$G = R \quad [2-25]$$

y

$$\frac{dG}{da} \leq \frac{dR}{da} \quad [2-26]$$

mientras que para que la propagación de fisura sea inestable, la condición es

$$\frac{dG}{da} > \frac{dR}{da} \quad [2-27]$$

En los materiales idealmente frágiles, la resistencia a la propagación de fisuras es prácticamente constante durante todo el proceso de propagación e igual a la energía necesaria para la creación de superficie (fig. 2-5a). Para el caso de metales, una gran cantidad de energía es utilizada para producir la deformación plástica que ocurre en la zona delante de la punta de la fisura antes y durante la propagación de la misma. El comportamiento del material en la zona de

deformación plástica es no lineal. Esta energía consumida por deformación se incrementa con el crecimiento de la fisura (recordar que es una placa infinita), resultando la curva $R-\Delta a$ monótonamente creciente (fig. 2-5b).

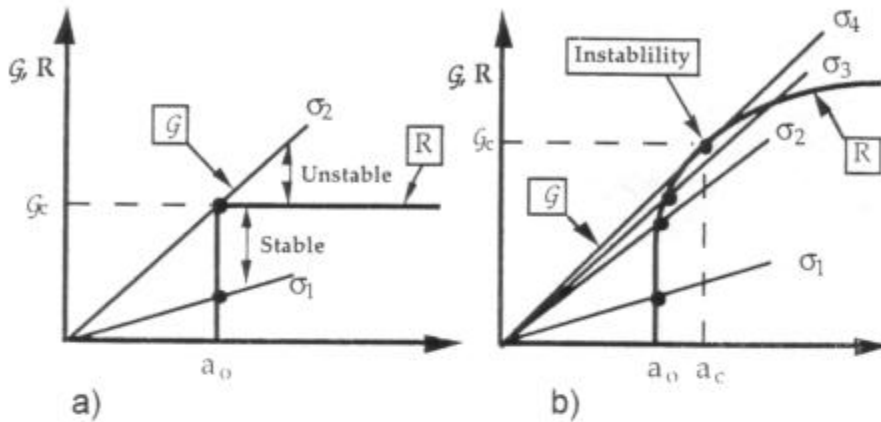


Figura 2-5: Diagramas de fuerza impulsora y resistencia del material a) curva de resistencia plana y b) curva de resistencia creciente

Si se considera una placa infinita que posee una fisura, bajo una sollicitación controlada por carga, la velocidad de relajación de energía varía en forma lineal con la longitud de fisura (fig. 2-5), como se observa en la ecuación 2-14b. En materiales frágiles (fig. 2-5a), la fisura no crece para valores de tensión menores a σ_2 . Cuando la tensión toma el valor σ_2 , la fuerza impulsora de la fisura llega al valor crítico (G_c) y ocurre la fractura del material debido a la propagación inestable de la fisura. Esto sucede dado que la fuerza impulsora crece linealmente con la longitud de la fisura mientras que la resistencia del material permanece constante con la misma.

Para el caso de metales, cuando una tensión σ_2 es aplicada, el crecimiento de la fisura es estable³ (fig. 2-5b). Debido a que la resistencia del material crece con el avance de la fisura, la misma avanza hasta el punto en que para cualquier incremento en su longitud, el valor de la resistencia del material es mayor al de la fuerza impulsora aplicada (a_c). Esto ocurre hasta que la tensión llega al valor σ_4 , en que la propagación se torna inestable debido a que para cualquier aumento de la longitud de la fisura más allá de σ_4 , el valor de la fuerza impulsora es mayor al de la resistencia del material.

La determinación del valor crítico de la velocidad de relajación de energía (G_c), es sencilla para el caso de materiales frágiles. Este valor determina la propagación inestable de la fisura. Para los materiales que presentan un valor de R creciente con el avance de la fisura, la determinación de G_c es realizada a través del punto de tangencia entre las curvas de G y R . Este punto dependerá de las condiciones geométricas del problema como se puede observar en la figura 2-6.

³La utilización de este término es algo confusa. En este trabajo se define como propagación estable de la fisura a aquella propagación tal que si el aumento de la fuerza impulsora tiende a cero, el incremento de la longitud de la fisura también tiende a cero, definición similar a la de límite en matemáticas.

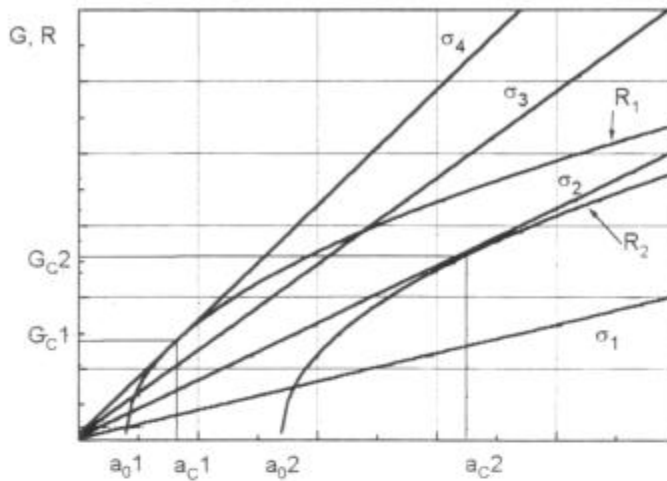


Figura 2-6: Dependencia del valor de G_c en función de la geometría.

2.4 Factor de Intensidad de Tensiones

Dado un cuerpo con una fisura, existen tres modos (y sus combinaciones) de desplazar una cara de fisura con respecto a la otra (fig. 2-7), estos modos son

- Modo I o de apertura
- Modo II o de deslizamiento en el plano
- Modo III o de deslizamiento fuera del plano

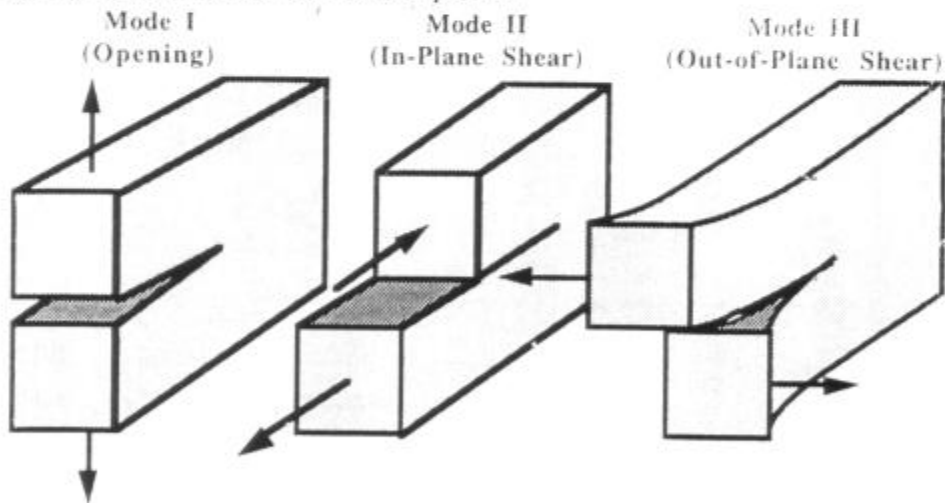


Figura 2-7: Distintos modos de carga aplicados a una fisura

Es posible hallar las expresiones que provean el estado de tensiones y deformaciones para cuerpos cargados que contengan fisuras. Estas expresiones son halladas planteando el cumplimiento simultáneo de todas las ecuaciones de la Teoría Matemática de la elasticidad, ellas son:

- Ecuaciones de equilibrio
- Ecuaciones o relaciones constitutivas del material
- Ecuaciones o relaciones cinemáticas

El planteo de estas ecuaciones da como resultado un sistema determinado de incógnitas y ecuaciones. Por ejemplo en los problemas de estado plano de tensión pueden emplearse las funciones de tensión de Airy para hallar el estado de tensión y deformación del cuerpo. Si la solución propuesta cumple con todas las ecuaciones anteriores, se demuestra que la solución es única.

Si se define para un cuerpo de comportamiento elástico lineal, un sistema de coordenadas polares con origen en la punta de la fisura (fig. 2-8), el campo de tensiones en el mismo es del siguiente tipo

$$\sigma_{ij} = \left(\frac{K}{\sqrt{2\pi \cdot r}} \right) f_{ij}(\theta) + \sum_{m=0}^{\infty} A_m \cdot r^{\frac{m}{2}} \cdot g_{ij}^{(m)}(\theta) \quad [2-28]$$

En este desarrollo en series, σ_{ij} son las componentes del tensor de tensiones, r y θ son las coordenadas del sistema polar, K el *factor de intensidad de tensiones* y f_{ij} es una función adimensional de θ . Los términos de orden superior son función de la geometría del sistema carga/probeta/fisura, siendo A_m una constante y g_{ij} una función adimensional del ángulo θ .

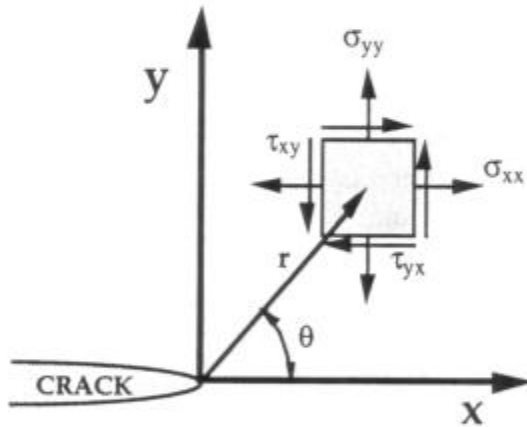


Figura 2-8: Sistema de coordenadas adosado a la punta de la fisura.

Los valores de K pueden extraerse en función de la carga y la geometría para una gran cantidad de configuraciones. La forma general que toma es la siguiente

$$K = \alpha \cdot \sigma_{nom} \cdot \sqrt{a} \quad [2-29]$$

donde α es una constante, σ_{nom} es la tensión nominal aplicada, el factor de intensidad de tensiones tiene unidades de tensión.(longitud)^{1/2}. Valores de K hallados para muchos casos, se encuentran recopilados en manuales [59]. Para

configuraciones complejas también es posible extraer valores del parámetro K a través del análisis numérico.

A medida que $r \rightarrow 0$, el primer término del desarrollo en serie de la ecuación 2-28 tiende a valores infinitamente grandes, mientras que los demás términos tienen valores finitos, con lo que pueden despreciarse. Los campos de tensiones delante de una fisura para los modos I, II, III de carga, en un cuerpo isótropo, lineal elástico, serán respectivamente

$$\lim_{r \rightarrow 0} \sigma_{ij}^{(I)} = \frac{K_I}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot r}} f_{ij}^{(I)}(\theta) \quad [2-30a]$$

$$\lim_{r \rightarrow 0} \sigma_{ij}^{(II)} = \frac{K_{II}}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot r}} f_{ij}^{(II)}(\theta) \quad [2-30b]$$

$$\lim_{r \rightarrow 0} \sigma_{ij}^{(III)} = \frac{K_{III}}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot r}} f_{ij}^{(III)}(\theta) \quad [2-30c]$$

Esto indica que el estado de tensión en zonas próximas a la punta de la fisura es función del factor de intensidad de tensiones K, y varía en función de $1/\sqrt{r}$, cualquiera sea la configuración del cuerpo.

Otro aspecto de importancia, es que la función angular también es la misma para cualquier geometría, dependiendo sólo del modo de carga. Para $r=0$, existe una singularidad en cada uno de los modos de carga.

Para el modo I las componentes del tensor de tensiones serán

$$\sigma_{xx} = \frac{K_I}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot r}} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[1 - \operatorname{sen}\left(\frac{\theta}{2}\right) \operatorname{sen}\left(\frac{3\theta}{2}\right) \right] \quad [2-31a]$$

$$\sigma_{yy} = \frac{K_I}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot r}} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[1 + \operatorname{sen}\left(\frac{\theta}{2}\right) \operatorname{sen}\left(\frac{3\theta}{2}\right) \right] \quad [2-31b]$$

$$\sigma_{zz} = 0 \text{ (Tension plana)} \quad [2-31c]$$

$$\sigma_{zz} = \mu \cdot (\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) \text{ (Deformacion plana)}$$

$$\tau_{xy} = \frac{K_I}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot r}} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \operatorname{sen}\left(\frac{\theta}{2}\right) \operatorname{sen}\left(\frac{3\theta}{2}\right) \quad [2-31d]$$

siendo μ el coeficiente de Poisson.

El factor de intensidad de tensiones define el campo de tensión y deformación del cuerpo para cualquier valor de r y θ dentro de un entorno cercano a la punta de la fisura (zona dominada por K, ec. 2-31), más allá de ese entorno los campos de tensión y deformación son regidos por las condiciones de contorno y es necesario

agregar términos de orden superior del desarrollo en serie para poder cuantificar estos campos (fig. 2-9). En este desarrollo lineal elástico es válido el principio de superposición de efectos entre modos.

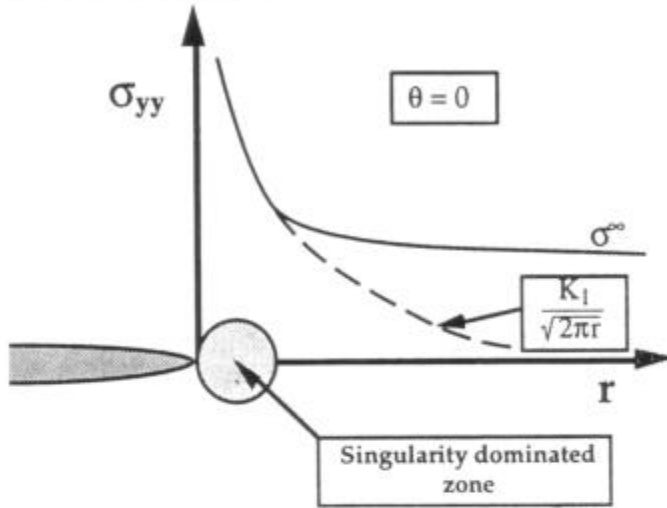


Figura 2-9: Zona de validez de la solución de K.

Para el caso de la fisura de Griffith (cargada en el modo I), el estado de tensión general del cuerpo es

$$\sigma_{yy} = \sigma_{nom}; \quad \sigma_{xx} = \sigma_{zz} = 0; \quad \tau_{ij} = 0 \quad [2-32]$$

con σ_{xx} y σ_{yy} tensiones normales paralelas a los ejes x e y respectivamente y τ_{ij} componentes de tensión de corte.

En una zona próxima a la fisura, para un ángulo de $\theta=0$ (plano de la fisura), las tensiones serán

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{K_I}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot r}} \quad [2-33a]$$

$$\sigma_{zz} = 0 \quad (\text{Tensión plana}) \quad [2-33b]$$

$$\sigma_{zz} = \mu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) \quad (\text{Deformación plana})$$

$$\tau_{ij} = 0 \quad [2-33c]$$

Dado que en el plano de la fisura las tensiones de corte son nulas, este es un plano principal, al igual que el plano perpendicular a la misma cuya normal es el eje x.

2.5 Relación entre la Velocidad de Relajación de Energía y el Factor de Intensidad de Tensiones

Dos son los parámetros fundamentales hasta aquí desarrollados para realizar un análisis fractomecánico del problema planteado. Por un lado un parámetro energético global G , que describe la velocidad de relajación de energía que se produce en el avance de una fisura, y da las condiciones necesarias para que este fenómeno ocurra. Por otro lado, un parámetro local como es el factor de intensidad de tensiones K , que permite obtener los campos de tensión y deformación en una zona próxima a la punta de la fisura. Ambos parámetros están unívocamente definidos para materiales isótropos de comportamiento lineal elástico. De las expresiones 2-14b y 2-29 se observa que ambos criterios son equivalentes, resultando

$$G = \frac{K^2}{E} \quad [2-34]$$

para el estado plano de tensiones, y

$$G = \frac{K^2}{E} (1 - \mu^2) \quad [2-35]$$

para el estado plano de deformaciones.

Estas expresiones son válidas para cualquier configuración carga/geometría/fisura.

Existe una diferencia entre los criterios energético y tensional en el análisis de un cuerpo que contiene una fisura. El parámetro G fue definido bajo la hipótesis de que la fisura es idealmente aguda⁴, por lo tanto este enfoque no efectúa correcciones por los cambios de la geometría en la punta de la fisura debido a la deformación plástica anterior a la iniciación de la propagación de la misma, o a la existencia de entallas⁵. La fisura comenzará a propagar cuando $G=R$ sólo si la fisura es idealmente aguda, en el caso contrario, deberá existir un estado de tensiones en la zona próxima a la punta de la fisura que supere la resistencia del material al avance de la misma.

2.6 Plasticidad Asociada a la Punta de la Fisura

En un sólido de comportamiento lineal elástico que contiene una fisura, el campo de tensión definido por el parámetro K indica que a medida que nos vamos acercando al vértice de la fisura, la tensión va tomando valores tendientes a infinito.

⁴En el límite, el radio de la punta de la fisura es la mitad de la distancia de separación atómica del material.

⁵La diferencia entre una fisura y una entalla radica en la agudeza de la punta de las mismas. Todas las fisuras son entallas, pero no todas las entallas son fisuras.

No existe en la naturaleza material capaz de soportar dichos niveles de tensión, ya que antes actúan los mecanismos de deformación plástica⁶, relajando las tensiones localmente. El efecto que produce la plasticidad en la zona próxima a la punta de la fisura es el de incrementar los desplazamientos de los puntos del cuerpo en comparación a los que deberían tener en un cuerpo idealmente elástico.

2.6.1 Modelo de Irwin

Una de las hipótesis de la LEFM es que la zona de deformación plástica en la zona próxima a la punta de la fisura debe ser pequeña en comparación a cualquier otra dimensión de la probeta. Existen varias maneras de calcular el tamaño de la zona plástica. La forma más sencilla, desarrollada por Irwin [10], en una aproximación de primer orden y para la condición de estado plano de tensiones, es plantear la validez de la solución del campo de tensiones de K hasta una zona en donde esta solución iguale a la tensión de fluencia del material. Esta zona será, para un ángulo $\theta=0$

$$r_y = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{K_I}{\sigma_y} \right)^2 \quad [2-35]$$

que resulta de despejar la tensión en la ecuación 2-33a, y colocar en su lugar el valor de la tensión de fluencia del material (σ_y). Existirá un entorno de radio r_y alrededor del vértice de la fisura que se habrá deformado plásticamente (fig. 2-10).

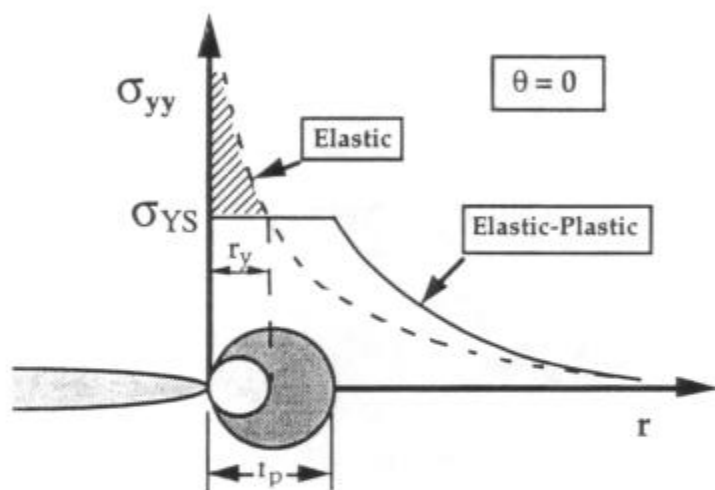


Figura 2-10: Estimaciones de primero y segundo orden del radio plástico.

⁶Esta deformación plástica se presenta aún en los materiales frágiles como los vidrios.

En el caso de existir en el cuerpo un estado plano de deformaciones, para hallar el radio plástico se debe definir un criterio de fluencia. Como tal se utiliza el criterio de Von Mises, que expresa que la fluencia ocurrirá cuando la tensión equivalente σ_e se iguale a la tensión de fluencia σ_y .

En función de las tensiones principales, la tensión equivalente es

$$\sigma_e = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2 + (\sigma_{xx} - \sigma_{zz})^2 + (\sigma_{yy} - \sigma_{zz})^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad [2-36]$$

lo que eleva la tensión para producir la fluencia en un factor de $\sqrt{3}$. Por consiguiente, la zona de deformación plástica es menor

$$r_y = \frac{1}{6 \cdot \pi} \left(\frac{K_I}{\sigma_y} \right)^2 \quad [2-37]$$

La distribución de tensiones que se obtiene de la solución elástica de la ec 2-33 es modificada por la plasticidad en la punta de la fisura debido a la restricción en el nivel de tensiones actuantes. Al limitar, por el efecto de plasticidad, las tensiones al valor máximo de fluencia, se pierde el equilibrio estático del cuerpo. Para restablecer el equilibrio del mismo, en una aproximación de segundo orden, se plantea un balance de cargas, entre la carga representada por el área extraída por la limitación en el nivel de las tensiones y la carga aportada por una mayor extensión de la zona de deformación plástica (r_p) que la calculada en primer orden (r_y) (fig. 2-10). Matemáticamente esto es

$$\int_0^{r_p} \sigma_y \cdot dr = \int_0^{r_y} \frac{K_I}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot r}} dr = \sigma_y \cdot r_p \quad [2-38]$$

Integrando y despejando, el radio plástico r_p será

$$r_p = \frac{1}{\pi} \left(\frac{K_I}{\sigma_y} \right)^2 \quad [2-39]$$

para el caso de tensión plana. Tratándose de deformación plana, el radio plástico r_p será

$$r_p = \frac{1}{3 \cdot \pi} \left(\frac{K_I}{\sigma_y} \right)^2 \quad [2-40]$$

Se observa que para ambos estados aplicando esta corrección, el valor de r_p es el doble del de r_y .

Esta nueva distribución de tensiones puede ser vista como un aumento en el valor del factor de intensidad de tensiones, dado por una longitud efectiva de fisura (a_{ef} , la cual es ficticia) mayor a la física, de la ecuación 2-39 remplazando el valor de K , queda

$$r_p = a \left(\frac{\sigma_{nom}}{\sigma_y} \right)^2 \quad [2-41]$$

el valor de la longitud efectiva de fisura estará determinado por el término que multiplica a la longitud de la fisura en la ecuación anterior, con lo cual

$$a_{ef} = a + r_p \quad [2-42]$$

remplazando 2-41 en 2-42, la longitud efectiva de fisura es

$$a_{ef} = a \left[1 + \left(\frac{\sigma_{nom}}{\sigma_y} \right)^2 \right] \quad [2-43]$$

Este valor de longitud efectiva de fisura puede ser utilizado para el cálculo del factor de intensidad de tensiones efectivo (K_{ef}). Por depender un valor del otro, se debe iterar el proceso de cálculo hasta conseguir la convergencia de la solución dentro de los márgenes de error deseados, el valor del factor de intensidad de tensiones efectivo es

$$K_{ef} = \alpha(a_{ef}) \cdot \sigma \cdot \sqrt{\pi \cdot a_{ef}} \quad [2-44]$$

Un proceso de cálculo más meticuloso para hallar la zona plástica que rodea a la fisura, debe encontrar cual es el valor del radio plástico r_p , en función del ángulo θ . Esta solución se puede observar en la figura 2-11, en donde se muestran las zonas de deformación plástica para los modos I, II y III, en los casos de tensión y deformación plana.

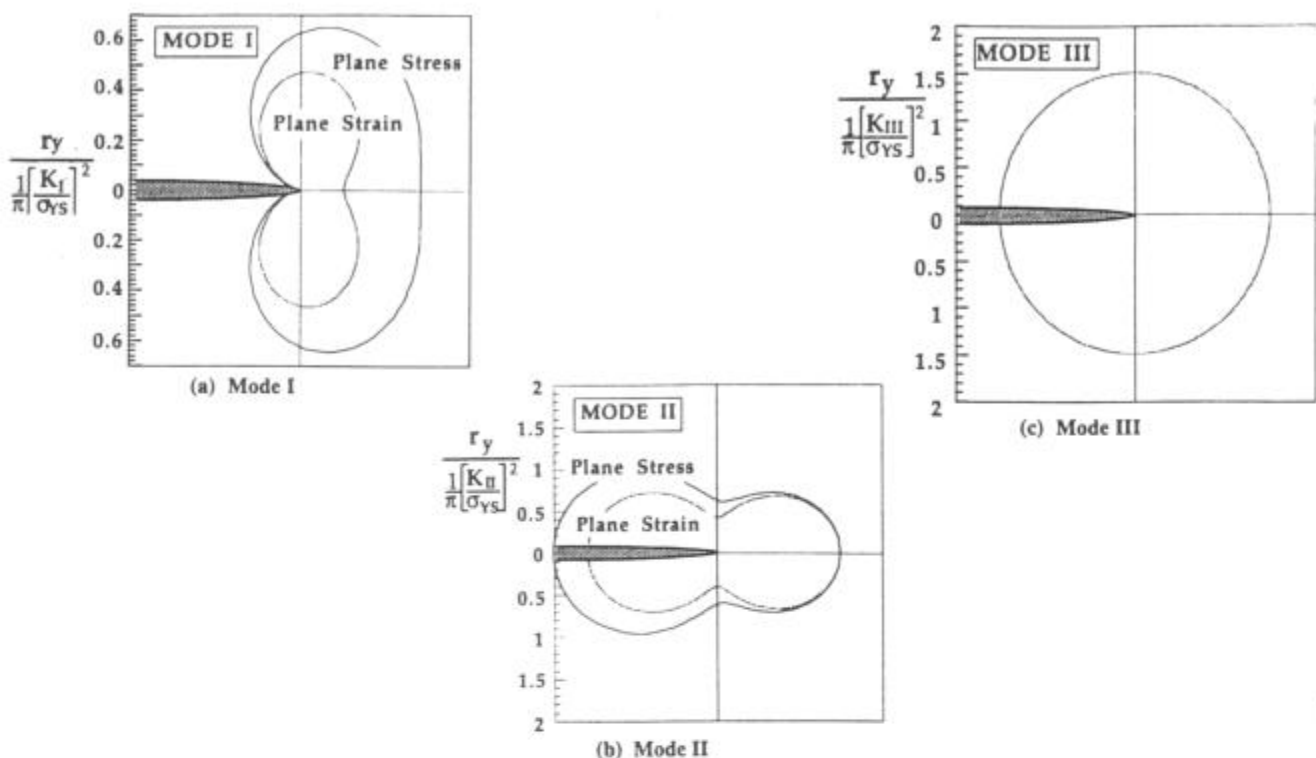


Figura 2-11: Zonas de deformación plástica para los modos I, II y III.

2.6.2 Modelo de Dugdale

Otro modelo utilizado para tener en cuenta los efectos de plasticidad del material es el propuesto por D. S. Dugdale [11]. La realización del modelo se basó en el estudio de una placa infinita que posee fisura pasante, en un material no endurecible cargada en condiciones de tensión plana. Dugdale consideró una longitud de fisura efectiva mayor que la fisura real (fisura de Dugdale, fig. 2-12). Sobre una distancia d a partir de los bordes de la fisura de Dugdale, se aplica una tensión uniforme de valor igual a la tensión de fluencia del material $\sigma_{xx} = \sigma_y$, la cual tiende a cerrar la fisura.

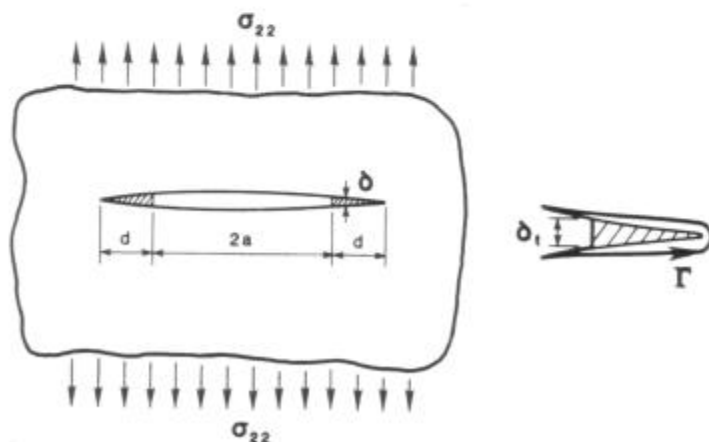


Figura 2-12: Fisura de Dugdale.

La longitud de la zona d, es elegida de forma tal que, aplicando el principio de superposición de efectos, entre la tensión externa aplicada y la tensión ficticia en la zona d, desaparezca en la zona próxima a la punta de la fisura la singularidad de tensión, lo que implica que en esa zona el valor de K es nulo. Realizando los cálculos, la longitud de la zona plástica es

$$d = \frac{8}{\pi} \cdot \frac{\sigma_y}{E} \cdot a \cdot \ln \left[\sec \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\sigma_{nom}}{\sigma_y} \right) \right] \quad [2-45]$$

Expandiendo en series el $\ln \left[\sec \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\sigma_{nom}}{\sigma_y} \right) \right]$, la expresión 2-45 se transforma en

$$d = \frac{8 \cdot \sigma_y \cdot a}{\pi \cdot E} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\pi \sigma_{nom}}{2 \sigma_y} \right)^2 + \frac{1}{12} \left(\frac{\pi \sigma_{nom}}{2 \sigma_y} \right)^4 + \frac{1}{45} \left(\frac{\pi \sigma_{nom}}{2 \sigma_y} \right)^6 + \dots \right] \quad [2-46]$$

Para valores de tensión aplicada menores a σ_y , una aproximación razonable para el cálculo del desplazamiento es considerar sólo el primer término del desarrollo en series anterior, con lo cual la longitud d es

$$d = \frac{\pi \cdot \sigma_{nom}^2 \cdot a}{E \cdot \sigma_y} \quad [2-47]$$

de la definición de K dada por la ec. 2-29, la expresión 2-47 toma la forma

$$d = \frac{K_I^2}{E \cdot \sigma_y} \quad [2-48]$$

Ecuación con la cual se obtienen valores comparables a los aportados por la ecuación 2-39, para valores de $\sigma/\sigma_y < 0,8$.

2.7 Estado Plano de Tensión y Estado Plano de Deformación

Hasta aquí se ha tomado al parámetro K_C o G_C como una propiedad del material independiente de la geometría de la probeta. Esto es válido bajo ciertas condiciones. Una de las restricciones más fuertes para la validez de dicha suposición, es que la zona de deformación plástica delante de la fisura debe ser pequeña en relación a la demás dimensiones de la probeta. Lo anterior es garantizado si la probeta es de dimensiones tales que a la carga aplicada la misma

se encuentra en estado plano de deformaciones. Aún si en el interior de la probeta existe un estado plano de deformaciones, en la superficie de la misma, por condiciones de carga, existirá un estado plano de tensiones. Las tensiones σ_{zz} crecen desde la superficie de la probeta hacia el interior de la misma, mientras lo inverso sucede con las deformaciones ε_{zz} (fig. 2-13).

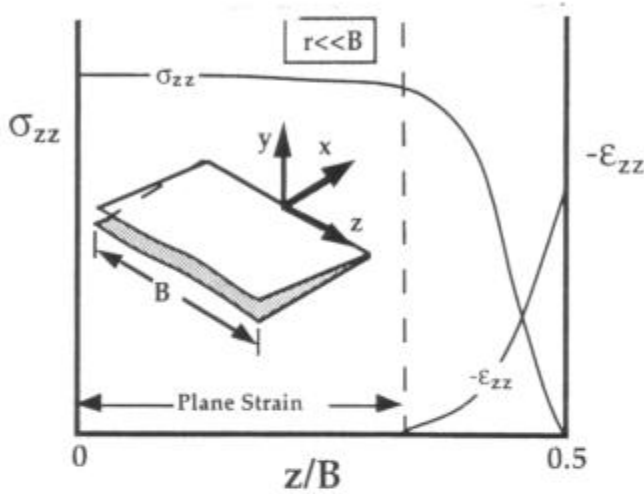


Figura 2-13: Variación de las tensiones y deformaciones en la dirección z.

Una probeta sin fisura, bajo una carga uniaxial dentro de los límites de elasticidad, se deformará uniformemente de acuerdo a la ley de Hooke. En esas condiciones, la probeta estará en un estado plano de tensiones. Al generar una fisura en la probeta, el estado de tensión deja de ser uniforme en la misma. El campo de tensiones en la zona próxima a la punta de la fisura estará gobernado por el factor de intensidad de tensiones. La deformación transversal está regida por la ecuación

$$\varepsilon_{zz} = -\frac{\mu}{E}(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) \quad [2-49]$$

La zona próxima a la punta de la fisura tenderá a contraerse en la dirección z, pero esta deformación será restringida por el material que rodea a la misma (fig. 2-14), cuyo estado de tensiones es el aplicado en el cuerpo. Esta restricción genera tensiones σ_{zz} de tracción en la zona próxima a la punta de la fisura y σ_{zz} de compresión en la zona que la rodea.

La relación entre las dimensiones de la zona plástica y el espesor de la probeta, define si el estado presente en la misma es plano de tensiones o deformaciones, o bien algún estado intermedio entre ambos. Si el tamaño de la zona plástica es comparable al espesor de la probeta, esta zona podrá deformarse libremente en la dirección z. Necesariamente el tamaño de la zona plástica está asociado al valor del factor de intensidad de tensiones aplicado. Para valores bajos del mismo, la zona plástica delante de la fisura estará en estado plano de deformaciones, mientras que el estado triaxial de tensiones tenderá a relajarse aumentando el valor de K aplicado.

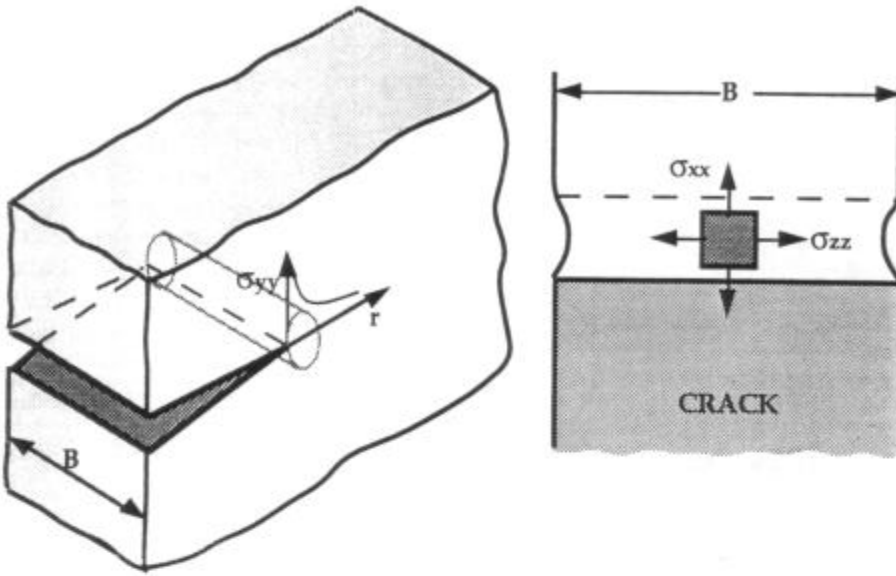


Figura 2-14: Deformación cercana a la punta de la fisura.

Mediante el círculo de Mohr es posible determinar cómo el estado de tensión en la punta de la fisura afectará la dirección de los planos de máxima deformación. En la figura 2-15 se muestran esquemáticamente para ambos casos los planos de máxima tensión de corte. En el caso de hallarse el cuerpo en estado plano de tensiones, el haz de planos de máxima tensión de corte tendrá como intersección al eje x (fig. 2-15a), mientras que para el caso de hallarse el cuerpo en estado plano de deformaciones, la intersección de este haz de planos será el eje z (fig. 2-15b).

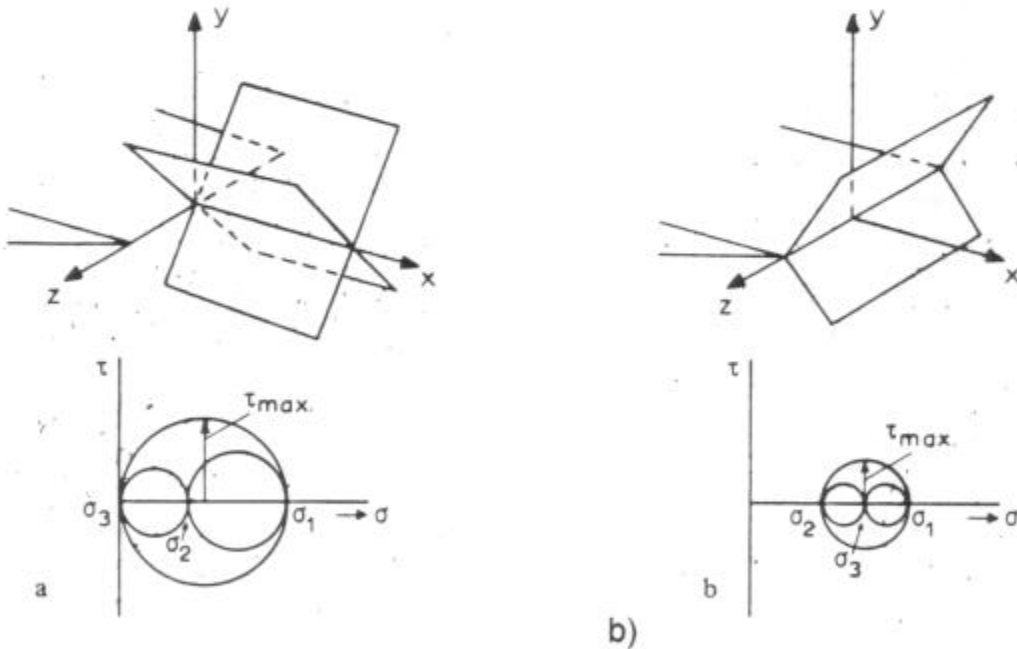


Figura 2-15: Planos de máxima tensión de corte a) Estado plano de tensiones y b) Estado plano de deformaciones.

En la figura 2-16 se muestra esquemáticamente para los casos de tensión y deformación plana cómo se deforman los planos de máxima tensión de corte. De la observación de los círculos de Mohr para ambos casos se puede inferir que en el

caso de hallarse el cuerpo en estado plano de deformaciones, el valor de la máxima tensión de corte presente es menor, favoreciéndose de esta manera a un proceso de falla por fractura que a uno por deformación plástica.

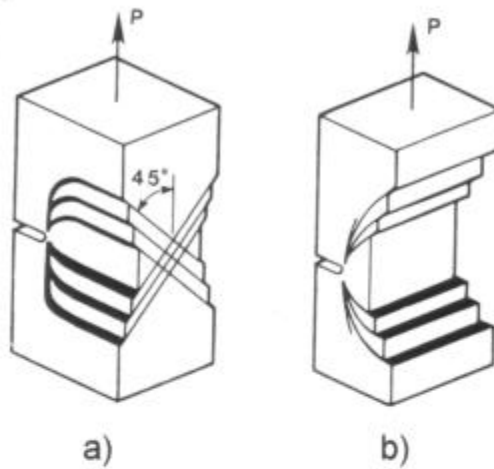


Figura 2-16: Perfil de deformación a) Estado plano de tensiones y b) Estado plano de deformaciones.

En los ensayos de fractura se observa que el factor de intensidad de tensiones crítico (K_{Ic}), es función del espesor de la probeta (B). Las características de la superficie de fractura varían de acuerdo al espesor (fig. 2-17). Para espesores que aseguren un estado plano de deformaciones, la superficie de fractura se observa plana, con una zona pequeña de labio dúctil. En la zona del labio dúctil, la fractura se realiza a 45° sobre los planos de máximo valor de tensión de corte, cerca de las superficies libres de carga de la probeta. Esta zona posee un estado plano de tensiones, mientras que en el interior el estado es plano de deformaciones.

A medida que disminuye el espesor de la probeta, se va perdiendo el estado de triaxialidad de tensiones en el interior de la misma, contribuyendo a un aparente aumento de la tenacidad del material con valores de K_{Ic} varias veces mayores al caso de deformación plana.

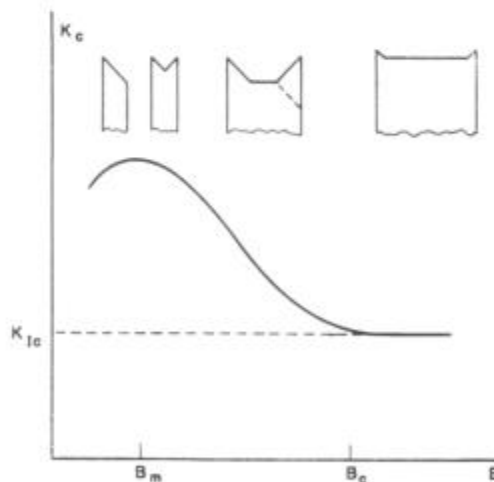


Figura 2-17: Factor de intensidad de tensiones crítico y perfil de la fractura en función del espesor.

El máximo valor de tenacidad se obtiene cuando la zona de labio dúctil se extiende a través de todo el espesor de la probeta. Para espesores de probeta aún menores, se observa que el valor de K_C comienza a disminuir debido a la menor sección disponible para la deformación.

La ASTM (American Society for Testing and Materials) estableció la en norma E-399 [60] un método para la determinación de un valor de K_C conservativo e independiente de la geometría de la probeta (K_{Ic}). Una de las restricciones geométricas más importantes para hallar este valor es que la probeta posea un estado de plano de deformaciones para lo cual

$$B \geq 2,5 \left(\frac{K_I}{\sigma_y} \right)^2 \quad [2-50]$$

Esta condición aplicada a materiales muy tenaces llevaría a dimensiones de probeta del orden de metros para la determinación del valor de K_{Ic} .

3 Mecánica de Fractura Elastoplástica

El factor de intensidad de tensiones es un parámetro fractomecánico válido cuando ciertas condiciones son cumplidas. Algunas de las restricciones más importantes son: i) el material debe poseer un comportamiento lineal elástico, y ii) la zona de deformación plástica debe ser pequeña en comparación a las demás dimensiones de la probeta.

Los campos de tensión y deformación propuestos como solución de los problemas elásticos lineales a través del factor de intensidad de tensiones, dejan de tener validez a medida que aumenta el tamaño de la zona de deformación plástica próxima a la punta de la fisura. El proceso de crecimiento de la fisura tiene lugar en la zona inmediata a la punta de la fisura, llamada zona de proceso. Más allá de esta zona se encuentra la región dominada por K . Si la zona plástica aumenta, desaparece la región dominada por K , dejando de ser este un parámetro relacionado con los campos de tensión y deformación en la zona próxima a la punta de la fisura. Para solucionar este problema, se desarrollaron otros parámetros que caracterizan las propiedades de fractura del material. Entre los parámetros más importantes se encuentran

- La *apertura de la punta de la fisura* (*Crack Tip Opening Displacement* ó CTOD), que relaciona la apertura o separación de las caras de la fisura en una zona próxima a la punta de la misma con la iniciación de propagación de la fractura.
- La *integral J* , que relaciona a la fractura con la energía entregada a la punta de la fisura.
- El *ángulo de apertura de la punta de la fisura* (*Crack Tip Opening Angle* ó CTOA), que relaciona la extensión de la fisura con el ángulo entre las caras de la misma en una zona cercana a la punta de la fisura.

Estos parámetros se desarrollaron en principio para extender la LEFM a condiciones de comportamiento no lineal del material en la punta de la fisura, extendiéndose luego su aplicación a condiciones de deformación mayores que las aceptadas por la LEFM.

3.1 Apertura de la Punta de la Fisura. CTOD

Las observaciones de A. A. Wells [13] en aceros de construcción de baja a mediana resistencia, acerca del apartamiento que sufrían las superficies de la fisura debido a la deformación plástica anterior a la iniciación de la propagación de la misma, lo llevaron al desarrollo de un parámetro fractomecánico luego conocido como apertura de la punta de la fisura (*Crack Tip Opening Displacement* ó CTOD). Wells observó que en aceros de baja a mediana resistencia, los cuales poseían una apreciable tenacidad, el parámetro K no caracterizaba las propiedades de fractura del material. En esos materiales pudo determinar que el valor de CTOD, era el factor controlante del proceso de fractura.

Wells efectuó la evaluación del parámetro CTOD a través del factor de intensidad de tensiones, sumado a la corrección por plasticidad realizada por Irwin [10]. Para las condiciones dadas en el ejemplo de la figura II-1, Irwin había demostrado que la longitud efectiva de fisura era mayor a la real, en relación directa a la magnitud de la deformación plástica asociada a la zona próxima a la punta de la fisura. Esto implica que el desplazamiento en la punta de la fisura real se puede hallar resolviendo el problema de desplazamiento elástico lineal para una longitud de fisura igual a la efectiva (fig. 3-1).

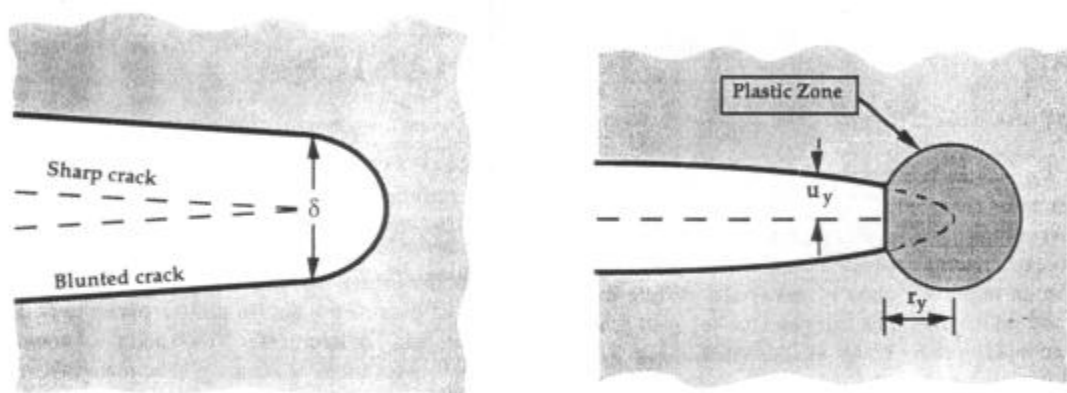


Figura 3-1: Desplazamiento calculados en la punta de la fisura original.

De la solución de la LEFM, el desplazamiento en función de K es

$$u_y = \frac{\kappa + 1}{2 \cdot \nu} K_I \sqrt{\frac{r_y}{2 \cdot \pi}} \quad [3-1]$$

donde $\kappa = 3 - 4\nu$ y ν el módulo de elasticidad transversal

Reemplazando en 3-1 la expresión de la zona plástica para la condición de deformación plana dada por 2-40, queda

$$\delta = 2 \cdot u_y = \frac{4}{\pi} \frac{K_I^2}{\sigma_y \cdot E} \quad [3-3]$$

donde δ es la apertura de la boca de la fisura (CTOD). Dada la relación biunívoca entre los enfoques energéticos y tensionales dentro de los límites de la LEFM, otra manera de expresar esta relación es

$$\delta = \frac{4}{\pi} \frac{G}{\sigma_y} \quad [3-4]$$

Otro camino para hallar el valor del CTOD, es por medio de la utilización del modelo de plasticidad de Dugdale, desarrollado para condiciones de tensión plana en materiales de comportamiento elástico-perfectamente plástico. El parámetro

CTOD se define como la apertura que tiene la fisura de Dugdale a la distancia d del borde de la misma (fig. 3-2).

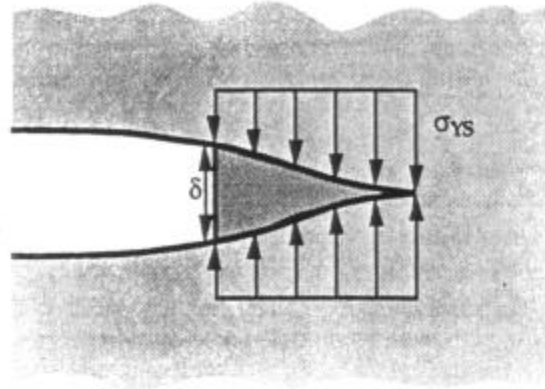


Figura 3-2: Estimación del valor de CTOD.

Otras maneras de definir el CTOD se observan en la figura 3-3. Una forma es tomando los desplazamientos en la punta de la fisura original, mientras la otra es tomando la distancia de la intersección con la fisura de dos rectas a 90° . Ambas definiciones coinciden si la punta de la fisura se deforma de manera circular.

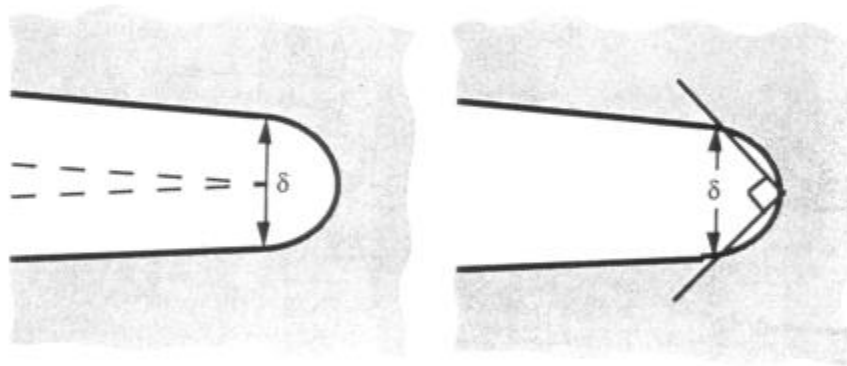


Figura 3-3: Maneras prácticas de definir el CTOD.

El valor de CTOD será

$$\delta = \frac{8 \cdot \sigma_y \cdot a}{\pi \cdot E} \ln \left[\sec \left(\frac{\pi \sigma}{2 \sigma_y} \right) \right] \quad [3-5]$$

Desarrollando en series y despreciando los términos de orden superior

$$\delta = \frac{K_I^2}{\sigma_y \cdot E} = \frac{G}{\sigma_y} \quad [3-6]$$

expresión que sólo varía ligeramente en el valor de la constante con la expresión 3-4. Una relación más precisa entre los valores de CTOD, K y G dependerá del estado de tensión presente y el endurecimiento por trabajado del material. En forma más general esta relación será

$$\delta = \frac{K_I^2}{m \cdot \sigma_y \cdot E} = \frac{G}{m \cdot \sigma_y} \quad [3-7]$$

donde m es una constante adimensional que vale 1 para la condición de tensión plana y varía hasta tomar el valor de 2 para la condición de deformación plana.

3.2 La Integral J

John R. Rice [14] efectuó uno de los aportes fundamentales a la mecánica de fractura al extender la teoría de Griffith a materiales de comportamiento no lineal y en los que la deformación plástica invalida las hipótesis de la LEFM. Rice calculó una integral de línea independiente del camino, desarrollada por J. D. Eshelby [61], alrededor de la punta de la fisura, la cual luego pasó a llamarse integral J. Esta integral se basa en el principio de conservación de la energía. La diferencia entre los parámetros propuestos por Irwin y Rice, es que la integral J además de abarcar los problemas circunscriptos dentro del rango de validez de la LEFM, provee la solución, dentro de ciertas limitaciones, a problemas en los que el material tiene una relación constitutiva no lineal y la deformación plástica en la zona próxima a la punta de la fisura supera ampliamente a la admitida por la LEFM.

El parámetro J es usado tanto como un parámetro energético global, que describe la variación de energía con el crecimiento de la fisura; como un parámetro tensional local, que caracteriza al estado de tensiones y deformaciones en una zona próxima a la punta de la fisura.

El desarrollo de este parámetro se basa en la aplicación de la teoría de la plasticidad. Existe una equivalencia en el comportamiento tensión-deformación entre un material elástico no lineal y otro de comportamiento elastoplástico al cual se le aplica una carga monótonamente creciente o constante. Si a un cuerpo se le aplica este tipo de cargas, es imposible determinar del gráfico carga-desplazamiento si el material tiene un comportamiento elástico o bien elastoplástico. En el primer caso la descarga se realizaría por el mismo camino de la carga, mientras que en el segundo caso, la descarga se realizaría linealmente con una pendiente dada por el módulo de elasticidad instantáneo del material (fig. 3-4), no existiendo una relación biunívoca entre tensiones y deformaciones, ni reversibilidad energética. La validez de la integral J exige que un cuerpo de comportamiento elastoplástico no sea descargado.

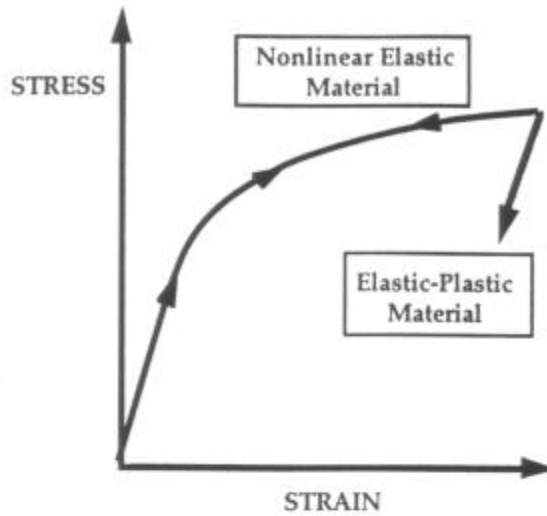


Figura 3-4: Comparación cualitativa de la curva tensión-deformación para materiales de comportamiento elástoplástico y elástico no lineal.

Dado un sólido bidimensional, si se plantea la integral J^* a través de un contorno cerrado Γ^* (fig. 3-5), esta será

$$J^* = \int_{\Gamma^*} \left(w \cdot dy - T_i \cdot \frac{\partial u_i}{\partial x} \cdot ds \right) \quad [3-8]$$

donde w es la densidad de energía de deformación, T_i las componentes del vector de tensión, u_i las componentes del vector desplazamiento, y ds es un incremento en la longitud del contorno Γ^* .

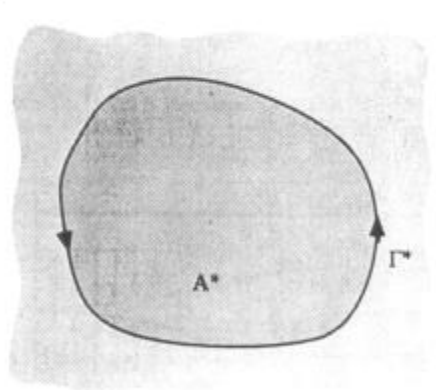


Figura 3-5: Contorno cerrado Γ^* en un sólido bidimensional.

La densidad de energía de deformación se define como

$$w = \int_0^{\epsilon_{ij}} \sigma_{ij} \cdot d\epsilon_{ij} \quad [3-9]$$

donde σ_{ij} y ε_{ij} son las componentes del tensor de tensiones y deformaciones respectivamente.

Las componentes del vector de tensiones T_i , son aquellas tensiones que actúan normalmente al contorno Γ^* . Las componentes son

$$T_i = \sigma_{ij} \cdot n_j \quad [3-10]$$

donde n_j son los versores normales a Γ^* .

Utilizando el teorema de la divergencia, la integral de línea de la ecuación 3-8, se convierte en la siguiente integral de área

$$J^* = \int_{A^*} \left[\frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\sigma_{ij} \cdot \frac{\partial u_i}{\partial x} \right) \right] \cdot dx \cdot dy \quad [3-11]$$

donde A^* es el área encerrada por la curva Γ^* . De la ecuación 3-9, es posible evaluar el primer término de la integral anterior, por lo cual

$$\frac{\partial w}{\partial x} = \frac{\partial w}{\partial \varepsilon_{ij}} \cdot \frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial x} = \sigma_{ij} \cdot \frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial x} \quad [3-12]$$

Expresión que es válida sólo cuando w proviene de un campo potencial elástico. Aplicando la relación entre desplazamientos y deformaciones para pequeñas deformaciones, la ecuación 3-12 pasa a ser

$$\frac{\partial w}{\partial x} = \frac{1}{2} \cdot \sigma_{ij} \cdot \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] = \sigma_{ij} \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} \cdot \left(\frac{\partial u_i}{\partial x} \right) \quad [3-13]$$

Por el teorema de Cauchy de equilibrio de momentos, $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$. Dado que la ecuación de equilibrio, sin considerar fuerzas de masa, plantea que

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_i} = 0 \quad [3-14]$$

se llega a la siguiente igualdad

$$\sigma_{ij} \frac{\partial}{\partial x_i} \cdot \left(\frac{\partial u_i}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x_i} \cdot \left(\sigma_{ij} \cdot \frac{\partial u_i}{\partial x} \right) \quad [3-15]$$

la cual es igual al segundo término de la ecuación 3-11. Por lo tanto, el integrando de dicha ecuación (y por lo tanto J) es idénticamente nulo para cualquier contorno cerrado Γ^* .

Si ahora se consideran dos contornos arbitrarios, Γ_1 y Γ_2 alrededor de la punta de la fisura conectados por los segmentos Γ_3 y Γ_4 sobre la superficie de la misma (fig. 3-6). Se forma un contorno cerrado alrededor de la misma.

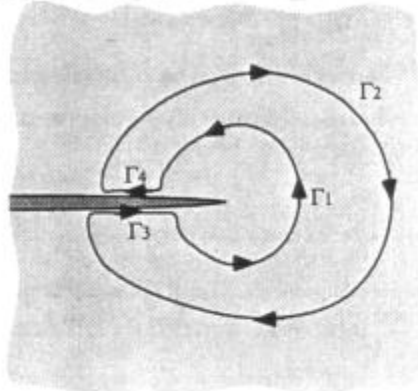


Figura 3-6: Contornos arbitrarios cerrados alrededor de la punta de la fisura.

Del teorema anterior se tiene que

$$J = J_1 + J_2 + J_3 + J_4 = 0 \tag{3-16}$$

Dado que sobre la superficie de la fisura no actúan fuerzas, y la misma se encuentra sobre el plano x

$$T_i = dy = 0 \tag{3-17}$$

por lo que

$$J_3 = J_4 \text{ y } J_1 = -J_2 \tag{3-18}$$

demostrándose de esta manera la independencia del camino de la integral alrededor de la punta de la fisura para definir el parámetro J .

3.2.1 El Parámetro J como una Extensión del Parámetro G

Se considera un cuerpo bidimensional que contiene una fisura, el cual está rodeado por un contorno Γ' , siendo A' el área encerrada por el contorno. Se fija un sistema de coordenadas en la punta de la fisura que se desplaza con la misma (fig. 3-7). Bajo condiciones cuasiestáticas, y en ausencia de fuerzas de masa, la energía potencial del cuerpo se expresa como

$$\Pi = \int_{A'} w \cdot dA - \int_{\Gamma''} T_i \cdot u_i \cdot ds \tag{3-19}$$

donde Γ'' es la porción de Γ' en donde las tensiones están definidas.

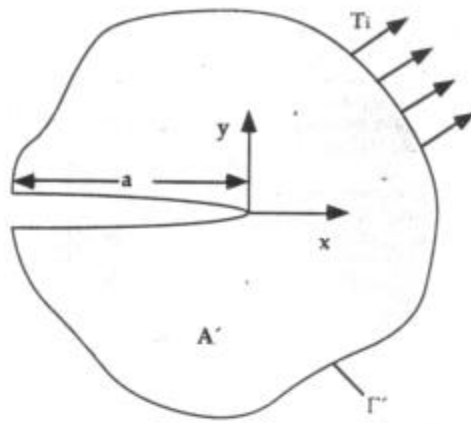


Figura 3-7: Cuerpo bidimensional de contorno Γ' .

Si se considera el cambio de energía potencial en virtud de un virtual avance de la fisura, este cambio será

$$\frac{d\Pi}{da} = \int_{A'} \frac{dw}{da} \cdot dA - \int_{\Gamma'} T_i \cdot \frac{du_i}{da} \cdot ds \quad [3-20]$$

la segunda integral se define sobre el contorno Γ' dado que

$\frac{du_i}{da} = 0$ en la zona en donde los desplazamientos están definidos y

$\frac{dT_i}{da} = 0$ en la zona en donde las tensiones están definidas

La derivada con respecto a la longitud de la fisura puede ser escrita como

$$\frac{d}{da} = \frac{\partial}{\partial a} + \frac{\partial}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial a} = \frac{\partial}{\partial a} - \frac{\partial}{\partial x} \quad [3-21]$$

dado que $\partial x / \partial a = -1$. Con esto la expresión 3-20 queda

$$\frac{d\Pi}{da} = \int_{A'} \left(\frac{\partial w}{\partial a} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) \cdot dA - \int_{\Gamma'} T_i \cdot \left(\frac{\partial u_i}{\partial a} - \frac{\partial u_i}{\partial x} \right) \cdot ds \quad [3-22]$$

Realizando las mismas consideraciones que en las ecuaciones 3-12 y 3-13, se obtiene

$$\frac{\partial w}{\partial a} = \frac{\partial w}{\partial \epsilon_{ij}} \cdot \frac{\partial \epsilon_{ij}}{\partial a} = \sigma_{ij} \cdot \frac{\partial}{\partial x_j} \cdot \left(\frac{\partial u_i}{\partial a} \right) \quad [3-23]$$

Utilizando el principio de los trabajos virtuales, se obtiene

$$\int_{A'} \sigma_{ij} \cdot \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial a} \right) dA = \int_{\Gamma'} T_i \cdot \frac{\partial u_i}{\partial a} ds \quad [3-24]$$

que puede cancelarse con uno de los términos de la integral de línea de la ecuación 3-22, resultando

$$\frac{d\Pi}{da} = \int_{\Gamma'} T_i \cdot \frac{\partial u_i}{\partial x} ds - \int_{A'} \frac{\partial w}{\partial x} dA \quad [3-25]$$

Aplicando el teorema de la divergencia y multiplicando ambos miembros por -1, resulta

$$-\frac{d\Pi}{da} = \int_{\Gamma'} \left(w \cdot n_x - T_i \cdot \frac{\partial u_i}{\partial x} \right) ds = \int_{\Gamma'} \left(w \cdot dy - T_i \cdot \frac{du_i}{da} \right) ds \quad [3-26]$$

dado que $n_x \cdot ds = dy$. La expresión hallada para la integral J es igual a la velocidad de relajación de energía para materiales elásticos lineales o no lineales bajo condiciones cuasiestáticas.

3.2.2 El Parámetro J como factor de Intensidad de Tensiones

Los trabajos de Hutchinson [15] y Rice & Rosengren [16] demostraron en forma independiente que la integral J puede caracterizar las condiciones en la zona próxima a la punta de una fisura para materiales elásticos no lineales. En su trabajo utilizaron la ecuación de Ramberg-Osgood para relacionar las tensiones con las deformaciones plásticas. Si las deformaciones elásticas son incluidas, para el caso uniaxial esta relación toma la forma

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma}{\sigma_0} + \alpha \cdot \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^n \quad [3-27]$$

donde σ_0 es el valor de la tensión de referencia y es tomado en general igual al valor de la tensión de fluencia, $\varepsilon_0 = \sigma_0 / E$, α es una constante adimensional, y n es el coeficiente de endurecimiento.

Hutchinson y Rice & Rosengren demostraron que para mantener la independencia del camino de la integral J las tensiones cerca de la punta de la fisura deberían variar como $1/\sqrt{r}$. Si dentro de la zona de deformación plástica que rodea a la punta de la fisura se desprecia la deformación elástica y se reduce la relación tensión deformación a una ley exponencial, la variación de la tensión y de la deformación delante de la punta de la fisura tomará la forma

$$\sigma_{ij} = k_1 \cdot \left(\frac{J}{r}\right)^{\frac{1}{n+1}} \quad [3-28]$$

$$\varepsilon_{ij} = k_2 \cdot \left(\frac{J}{r}\right)^{\frac{1}{n+1}} \quad [3-29]$$

donde k_1 y k_2 son constantes de proporcionalidad. Para materiales de comportamiento lineal elástico $n=1$, con lo cual las ecuaciones anteriores son coincidentes con las predichas por la LEFM.

En el caso más general, las tensiones y deformaciones reales son obtenidas aplicando las condiciones de borde necesarias, quedando

$$\sigma_{ij} = \sigma_0 \cdot \left(\frac{E \cdot J}{\alpha \cdot \sigma_0^2 \cdot I_n \cdot r}\right)^{\frac{1}{n+1}} \cdot \tilde{\sigma}_{ij}(n, \theta) \quad [3-30]$$

$$\varepsilon_{ij} = \frac{\alpha \cdot \sigma_0}{E} \cdot \left(\frac{E \cdot J}{\alpha \cdot \sigma_0^2 \cdot I_n \cdot r}\right)^{\frac{1}{n+1}} \cdot \tilde{\varepsilon}_{ij}(n, \theta) \quad [3-31]$$

donde I_n es una constante de integración que depende de n ; $\tilde{\sigma}_{ij}$ y $\tilde{\varepsilon}_{ij}$ son adimensionales funciones de n y θ . Estos parámetros también dependen de si el cuerpo se encuentra en un estado de tensión o deformación plana. Debido a la singularidad que se presenta para $r=0$, estas ecuaciones son conocidas como singularidad HRR (Hutchinson, Rice, Rosengren)

La integral J define la amplitud de la singularidad HRR, en forma similar a la que lo efectúa el factor de intensidad de tensiones para una singularidad en el caso elástico lineal. Una estructura que presenta fluencia en pequeña escala, tiene dos zonas dominadas por una singularidad, una es la zona elástica, donde las tensiones varían con $1/\sqrt{r}$; y la otra es la zona plástica, donde las tensiones varían como $\frac{1}{r^{\frac{1}{n+1}}}$, como puede observarse en la figura 3-8. La singularidad HRR sigue

existiendo aún cuando la zona de singularidad elástica lineal haya sido destruida por la plasticidad en la zona próxima a la punta de la fisura.

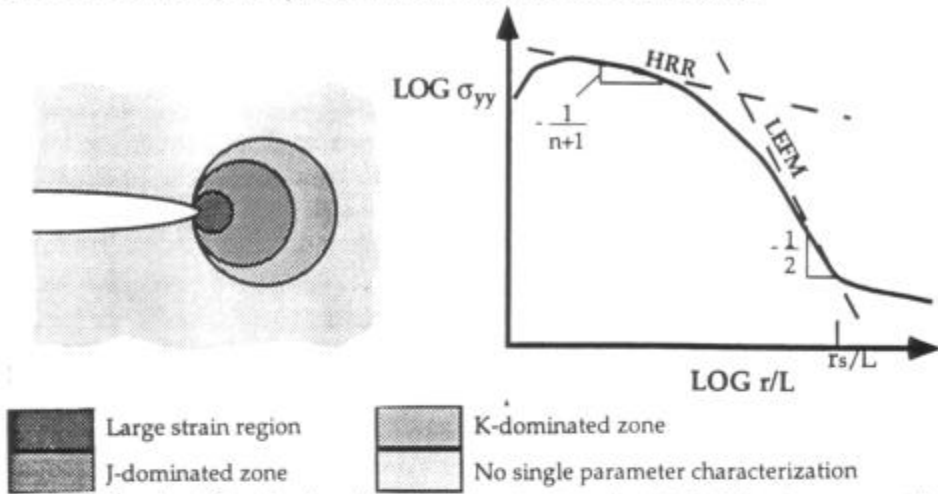


Figura 3-8: Variación de las tensiones para plasticidad en pequeña escala en la zona dominada por la singularidad HRR y la zona dominada por K.

La singularidad HRR tiene los mismos inconvenientes físicos que la singularidad obtenida a través de la LEFM. A medida que $r \rightarrow 0$, las tensiones tienden a valores infinitamente grandes. Nuevamente, esto es físicamente imposible. Ocurre una mayor deformación sobre la punta de la fisura que causa que esta pierda agudeza (se arrome), lo cual reduce la triaxialidad de tensiones local. Por ser la superficie de la fisura una zona libre de cargas, $\sigma_{yy} \rightarrow 0$ hacia esa zona.

Los análisis realizados por Hutchinson y Rice & Rosengren, no tienen en cuenta los efectos de la mayor deformación presente en la punta de la fisura ni su cambio de forma. El análisis está basado en la teoría de pequeñas deformaciones, la cual pierde su validez cuando las deformaciones superan el 10%, debido a que el campo de tensiones es influenciado por la deformación plástica en la zona próxima a la punta de la fisura y el cambio de morfología de la misma. Esto se observa en la figura 3-9a, en donde con condiciones elastoplásticas la solución de K deja de ser válida y en la figura 3-9b (es válido el mapa de tonos de la fig. 3-8), en la cual en condiciones de plasticidad en gran escala el parámetro J también deja de ser representativo del campo de tensiones en la zona próxima a la punta de la fisura. Esta distancia es equivalente aproximadamente al doble del valor del CTOD.



Figura 3-9: Efecto de la plasticidad sobre el campo de tensiones en la punta de la fisura. a) condiciones elastoplásticas

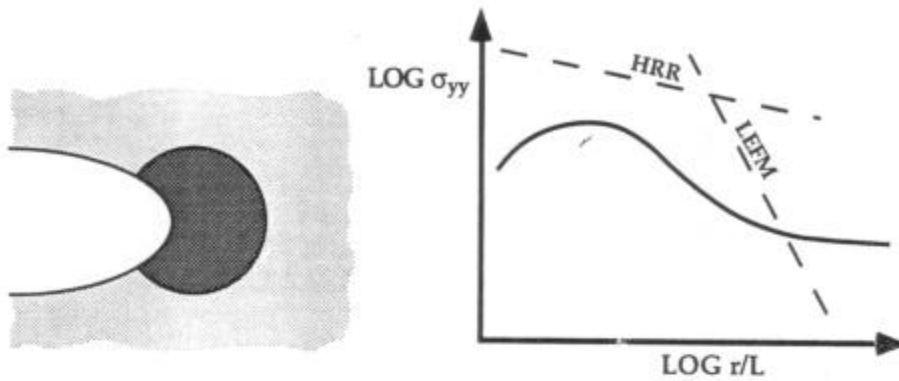


Figura 3-9: Efecto de la plasticidad sobre el campo de tensiones en la punta de la fisura. b) condiciones de deformación en gran escala.

3.3 Crecimiento de Fisuras Estacionarias y No Estacionarias

A diferencia de los materiales frágiles, los materiales que poseen alta tenacidad muestran una curva de resistencia creciente con la extensión de la fractura. Si se grafica la resistencia del material a la propagación de fisuras (J_R) en función del crecimiento de la misma, se observa que es necesario aplicar una cierta carga antes de que la fisura comience a propagar. Hasta que esto ocurre, la curva de resistencia posee una pendiente elevada y existe un aparente incremento en la longitud de la fisura (fig. 3-10). Esto se debe a la deformación plástica de la zona próxima a la punta de la misma.

No resulta trivial definir el momento de la iniciación del crecimiento de la fisura. Para ello se recurre a un artificio similar a la definición de fluencia en un ensayo de tracción. Se define que la fisura comenzó a propagar a un cierto incremento aparente de la misma (fig. 3-10). Ese incremento aparente de la fisura es debido a la deformación plástica que sufre la probeta, la cual provoca un aumento en el radio de la punta de la fisura (*blunting*). Al valor de J presente en el momento en el que se define la iniciación del crecimiento de la fisura se lo denomina J_{IC} y bajo ciertas condiciones es una propiedad del material.

El crecimiento de la fisura se realiza con valores de J_R (la resistencia del material) crecientes, debido a la mayor zona de deformación plástica presente con este incremento (en cuerpos infinitos).

Para muchos aceros se ha observado que es posible ajustar la curva de J_R en función del crecimiento real de la fisura mediante tres parámetros

$$J_R = J_{IC} + \alpha \cdot (\Delta a)^n \quad [3-32]$$

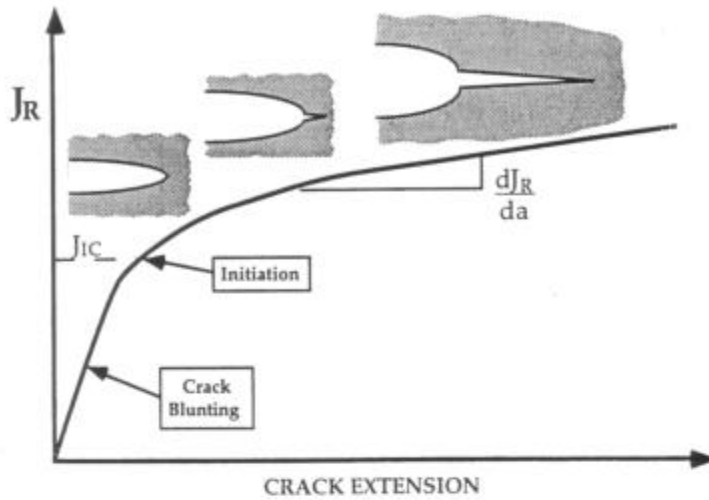


Figura 3-10: Periodos del crecimiento de una fisura en un plano infinito.

Al igual que con la curva de resistencia para el caso elástico, en este caso se enuncian las condiciones para que se produzca el crecimiento estable o inestable de la fisura [62, 63]. Para ello se define un nuevo parámetro adimensional, el *módulo de desgarramiento* (*tearing modulus* ó T_R) [64] como la derivada de la curva de resistencia con respecto a la longitud de la fisura, normalizada con las propiedades del material, de lo cual

$$T_R = \frac{E}{\sigma_y^2} \frac{dJ_R}{da} \quad [3-33]$$

La condición para que la fisura se propague de manera estable es

$$J = J_R \quad [3-34a]$$

y

$$T_{app} \leq T_R \quad [3-34b]$$

La propagación inestable ocurre cuando

$$T_{app} > T_R \quad [3-35]$$

A la fisura existente inicialmente en el cuerpo se la denomina fisura estacionaria, por no variar su longitud y a la longitud de fisura extendida a partir de la misma se la denomina fisura no estacionaria. Los campos de deformación y por consiguiente la geometría de la fisura será distinta para cada una de ellas. Esto se observa cualitativamente en los gráficos de la fisura, en la figura 3-10. Existen soluciones para hallar el campo de deformaciones próximo a la punta de la fisura [59].

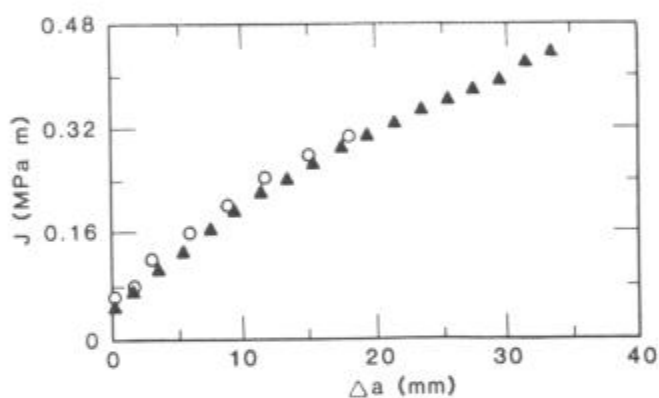
3.4 Angulo de Apertura de la Punta de la Fisura. CTOA

El ángulo de apertura de la punta de la fisura (*Crack Tip Opening Angle* ó CTOA) es el ángulo formado por las caras de la fisura en una zona cercana a la punta de la misma. No debe confundirse a este parámetro con el ángulo de apertura de la fisura (*Crack Opening Angle* ó COA), que es el ángulo promedio de apertura de la fisura, tomado como la relación entre el valor de la apertura de la fisura en la punta original de la misma y el valor de la extensión de la fisura.

Si bien de difícil determinación experimental, se observó [66, 67] que el valor del parámetro CTOA refleja muy bien el crecimiento estable de la fisura, mientras que las correlaciones de esta extensión con los valores de COA no son muy claras.

Si una zona es dominada por el parámetro J, el valor de CTOA también es un parámetro válido para esa zona. La ventaja que posee el parámetro CTOA sobre el parámetro J es que se comprueba experimentalmente que el crecimiento estable de la fisura se verifica a un valor de CTOA constante mientras que este valor es creciente en J como se observa en la figura 3-11.

a)



b)

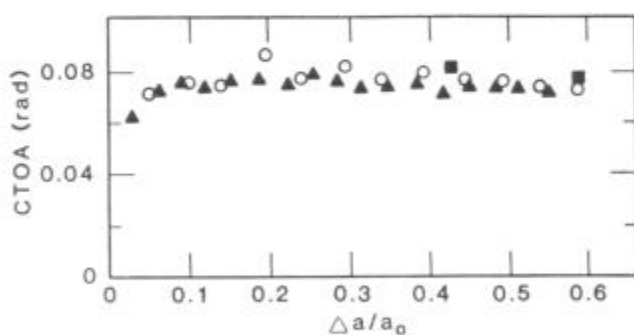


Figura 3-11: Curvas de J (a) y CTOA (b) en función de la extensión de la fisura.

4 Comportamiento del Material

Existen diversas técnicas para analizar ópticamente las superficies de fractura [68]. Con la observación visual de la superficie de fractura es posible extraer cierta información de la misma. Por ejemplo, en una fractura que se propagó en forma inestable durante varios metros, la observación visual permite determinar el punto de iniciación de la misma. Esto se realiza siguiendo la fractura en la dirección hacia donde apuntan las marcas tipo *chevron* como la que se observan en la figura 4-1.

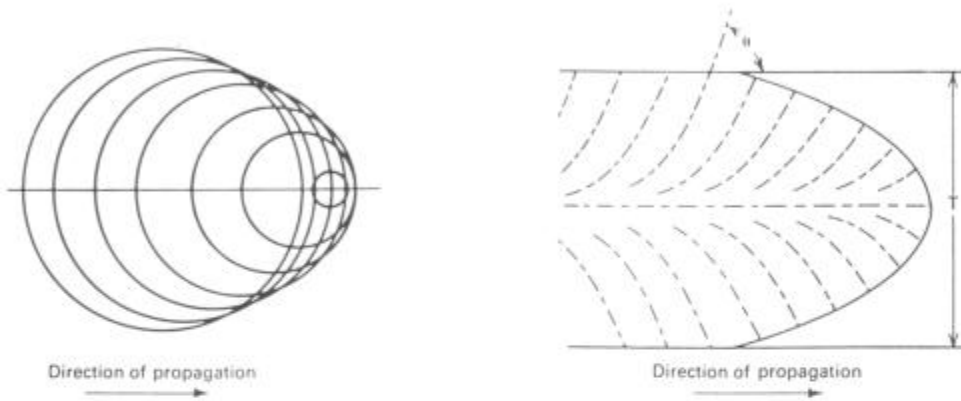


Figura 4-1: Formación de una superficie de fractura tipo chevron. a) modelo de propagación de la fisura b) curvas tipo *chevron* en el frente de fisura.

Para un dado material, la tenacidad del mismo será mayor cuanto mayor sea la cantidad de superficie de fractura de tipo oblicua (*slant surface fracture*), en relación a la superficie de fractura de tipo plana (*flat surface fracture*), esto se puede observar en la figura 4-2, en donde se observa el tipo de superficie de fractura en un ensayo de DWTT (*Drop Weight Tearing Test*) a diferentes temperaturas.

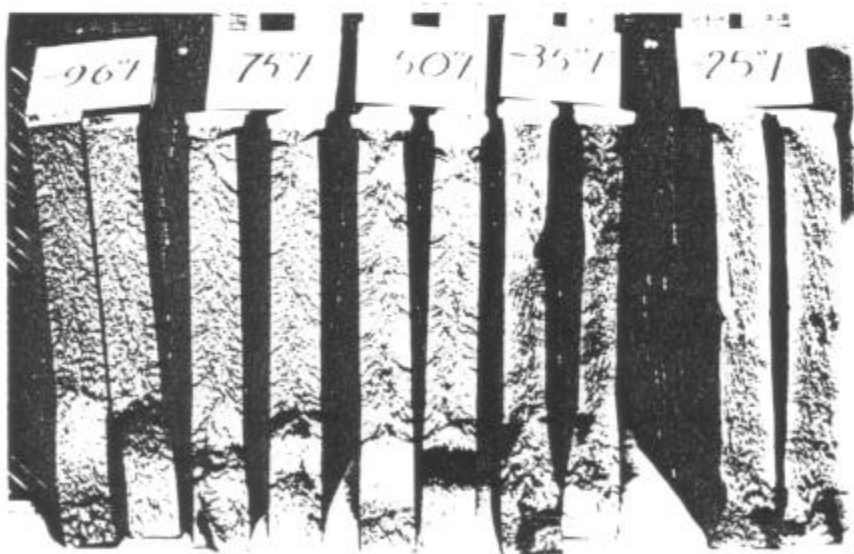
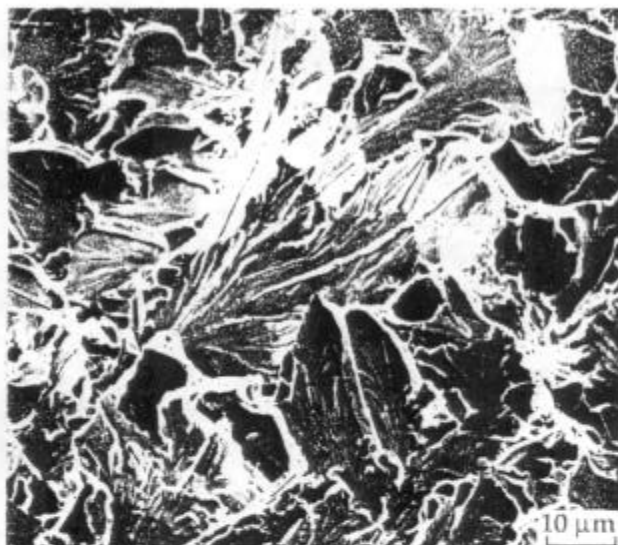
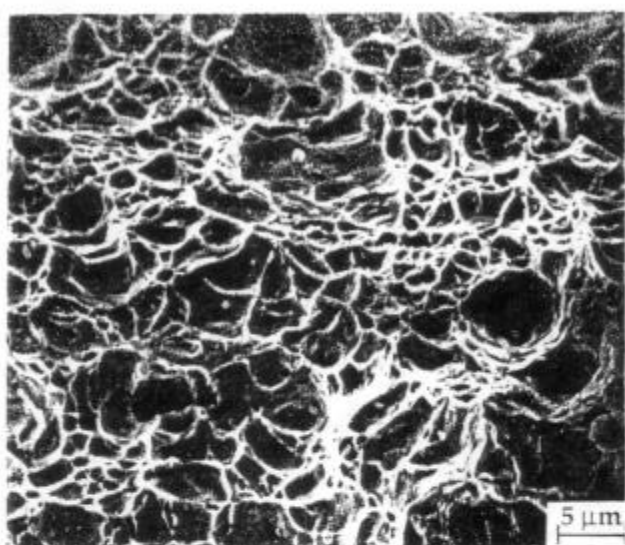


Figura 4-2: DWTT. Aspecto de la fractura a diferentes temperaturas de ensayo.

Debido a la escasa profundidad de foco y la baja resolución que posee la microscopía óptica, los estudios de la superficie de fractura que se pueden realizar con esta técnica se ven limitados a la examinación de secciones metalográficas que contienen al perfil de la misma. Así es posible obtener información del camino que tomó la fisura en su propagación y determinar desde el punto de vista metalúrgico si la falla es transcristalina o intercristalina. También se puede observar la presencia de fisuración secundaria⁷. La observación de la topografía de la superficie de fractura a través de la imagen a elevado aumento (>2000x), se produjo hace aproximadamente 30 años con la aparición del microscópico electrónico de transmisión (TEM) y el posterior desarrollo del microscópico electrónico de barrido (SEM). La utilización de estas técnicas permitió un mayor conocimiento de los mecanismos de fractura y su relación con la microestructura, realizándose numerosas teorías de fractura [69-73].

En los metales generalmente existen cuatro mecanismos de fractura, ellos son

- Fractura dúctil: se produce por nucleación, crecimiento y coalescencia de microcavidades (fig. 4-3a).
- Fractura por clivaje: se produce por separación entre planos cristalográficos específicos, siendo el camino de la fisura transgranular (fig. 4-3b).
- Fractura intergranular: se produce por decohesión de los límites de grano (fig. 4-3c).
- Fatiga: se produce por acumulación de deformación plástica (fig. 4-3d).

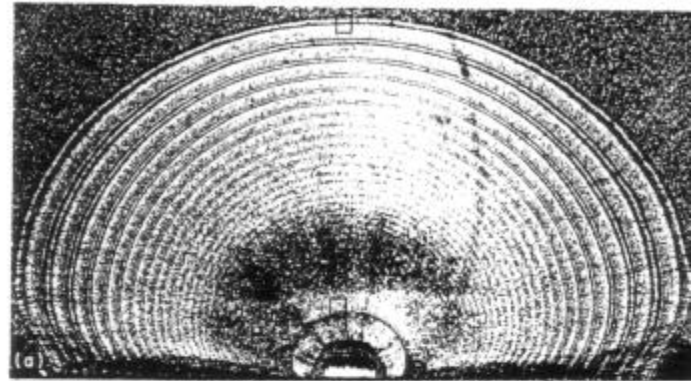
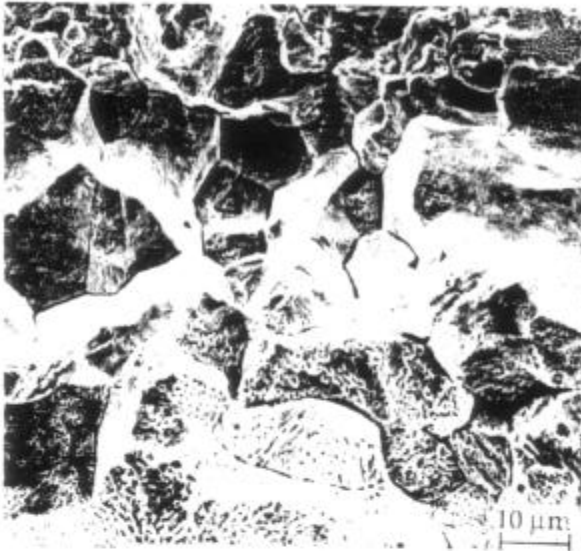


a)

b)

Figura 4-3: Distintos mecanismos de fractura. a) fractura dúctil b) fractura frágil

⁷Se denomina como fisuración secundaria a las ramificaciones laterales cortas del camino de propagación de la fisura.



c)

d)

Figura 4-3: Distintos mecanismos de fractura. c) fractura intergranular d) Fatiga.

Es importante tener en cuenta que la fractura por clivaje en un metal, que generalmente ocurre debajo de la temperatura de transición dúctil-frágil, se efectúa con una limitada deformación plástica. La fractura por clivaje en general puede ser estudiada bajo los postulados de la mecánica de fractura lineal elástica. En contraste, la fractura dúctil es usualmente acompañada por una importante deformación plástica, siendo no muy adecuado el uso de la mecánica de fractura lineal elástica en estas condiciones.

4.1 Fractura Dúctil

La fractura dúctil se observa en la mayoría de las aleaciones metálicas. Las etapas en las que se produce este tipo de fractura son

1. La formación de una superficie libre, que puede darse en una inclusión o alguna partícula de una fase secundaria, por decohesión de la matriz con la partícula o la fractura de la partícula.
2. El crecimiento de la microcavidad que rodea a la partícula, por medio de la deformación plástica y la tensión hidrostática.
3. La coalescencia de las microcavidades en su crecimiento.
4. La ruptura de los ligamentos remanentes entre cavidades.

En los materiales en los que las partículas de fases secundarias se encuentran bien adheridas a la matriz, la nucleación de microcavidades es el factor controlante de las propiedades de fractura del material, y la misma ocurre inmediatamente después que las microcavidades se han formado. En los casos en los que la formación de las microcavidades no presente dificultad, el factor controlante de las propiedades de fractura del material es el crecimiento y la coalescencia de las

mismas. Cuando el tamaño de las microcavidades llega a un valor crítico, ocurre la inestabilidad plástica en las secciones de material que quedan entre las mismas, fracturándose la probeta. El esquema del proceso puede verse en la figura 4-4.

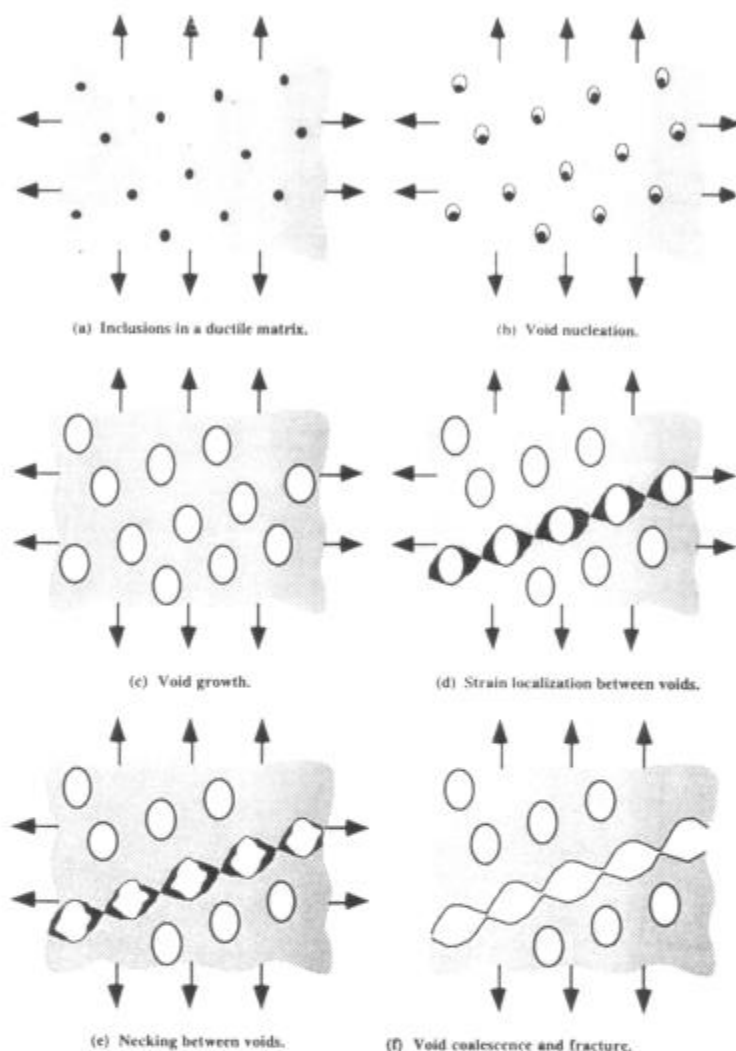


Figura 4-4: Nucleación, crecimiento y coalescencia de microcavidades.

El criterio para la nucleación de microcavidades es complejo y depende de varios factores, entre ellos el tamaño de las inclusiones, los niveles de tensión y deformación, el modo local de deformación y la pureza de la aleación. Una microcavidad se forma alrededor de una partícula de una fase secundaria cuando la tensión aplicada es suficiente para romper la interfase matriz-partícula. Uno de los modelos más utilizados para explicar este proceso es debido a A. S. Argon et al. [74]. Argon et al. estimaron que la tensión interfacial (σ_i) sobre una partícula cilíndrica es aproximadamente igual a la suma de la tensión efectiva (σ_e) dada en la ec. 2-36, y un tercio de la traza del tensor de tensiones (σ_m). La nucleación de una microcavidad tendrá lugar cuando la tensión interfacial tome el valor de la tensión de descohesión (σ_d), esto es para la condición

$$\sigma_i = \sigma_e + \sigma_m = \sigma_d$$

[4-1]

Este modelo indica que la nucleación de una microcavidad será mayor en un estado triaxial de tensiones. La nucleación de una microcavidad también se puede producir en inclusiones no metálicas tales como óxidos y sulfuros, los cuales pueden estar fracturados antes de que el proceso de deformación plástica tenga lugar, haciendo sencilla la nucleación de microcavidades.

Para el crecimiento de microcavidades, al menos dos mecanismos fueron identificados

- Deformación plástica de la matriz que rodea al sitio de nucleación.
- Deformación plástica de la matriz unida a la descohesión de pequeñas partículas en la matriz.

Si el volumen de microcavidades es bajo (< 10%), cada cavidad crece en forma independiente, luego de cierto crecimiento comienza la interacción entre cavidades vecinas. El paso final en este tipo de fractura ocurre por la coalescencia de pequeñas microcavidades para formar otras de mayor tamaño hasta llegar, por la tensión presente, a la rotura de los ligamentos remanentes entre microcavidades adyacentes.

La apariencia de la superficie cuyo micromecanismo de fractura es la coalescencia de microcavidades está relacionada al estado de tensión presente. Esto se observa en el tipo de rotura de *copa y cono* que tiene lugar en un ensayo de tracción (fig. 4-5).

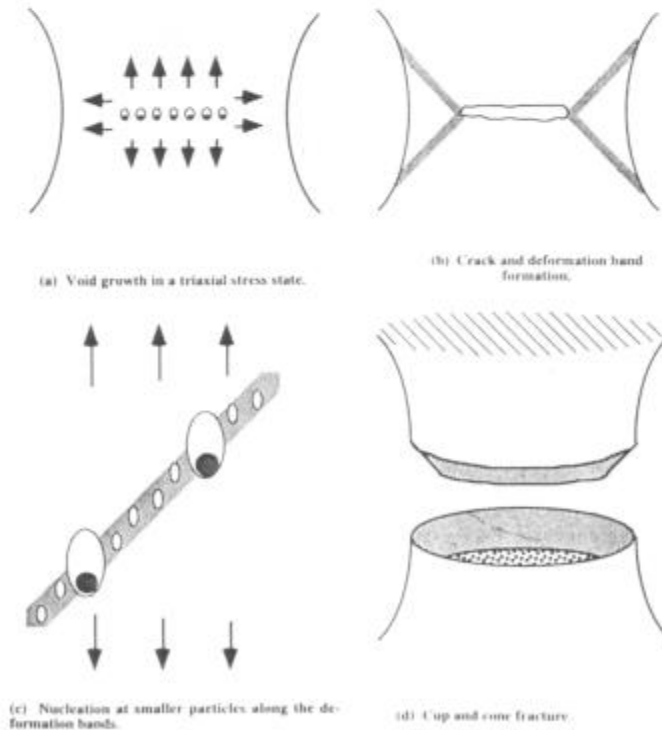


Figura 4-5: Formación de la superficie de fractura tipo copa y cono.

Al producirse la estricción de la sección de la probeta, el estado de tensión en la parte central de la zona de estricción se convierte en triaxial, favoreciendo a la nucleación de microcavidades (fig. 4-5a). El crecimiento de las microcavidades se lleva a cabo de manera equiaxial, en forma esférica. Luego de cierta deformación, las microcavidades coalescen, formándose una fisura en el interior de la probeta (fig. 4-5b). En el anillo exterior de la sección remanente de la probeta existen pocas microcavidades debido al bajo nivel de triaxialidad de tensiones allí existente, dadas por las condiciones de borde. La fisura central genera líneas de deformación a 45° del eje de carga. Esto provoca que sobre esos planos crezcan pequeñas microcavidades, en mayor cantidad que en la zona central (fig. 4-5c). Debido al pequeño espaciado entre las microcavidades, la rotura tiene lugar inmediatamente después de que estas han nucleado (fig. 4-5d). Mientras la zona central tiene un aspecto fibroso, la zona perimetral tiene un aspecto liso. Al tipo de fractura que se presenta en la zona perimetral se la denomina fractura de corte.

Cuando la falla es dominada por tensiones de corte, la coalescencia de las microcavidades se efectúa a través de los planos de máximo corte, resultando en microcavidades elongadas. Cuando el estado de tensiones es el resultado de una combinación de esfuerzos de tracción y flexión, el proceso de desgarramiento resultante produce microcavidades estiradas en ambas superficies de fractura. Las microcavidades resultantes de esfuerzos de tracción y flexión se diferencian de las producidas por esfuerzos de corte en la orientación que tienen en ambas caras de la fractura, como se observa en la figura 4-6.

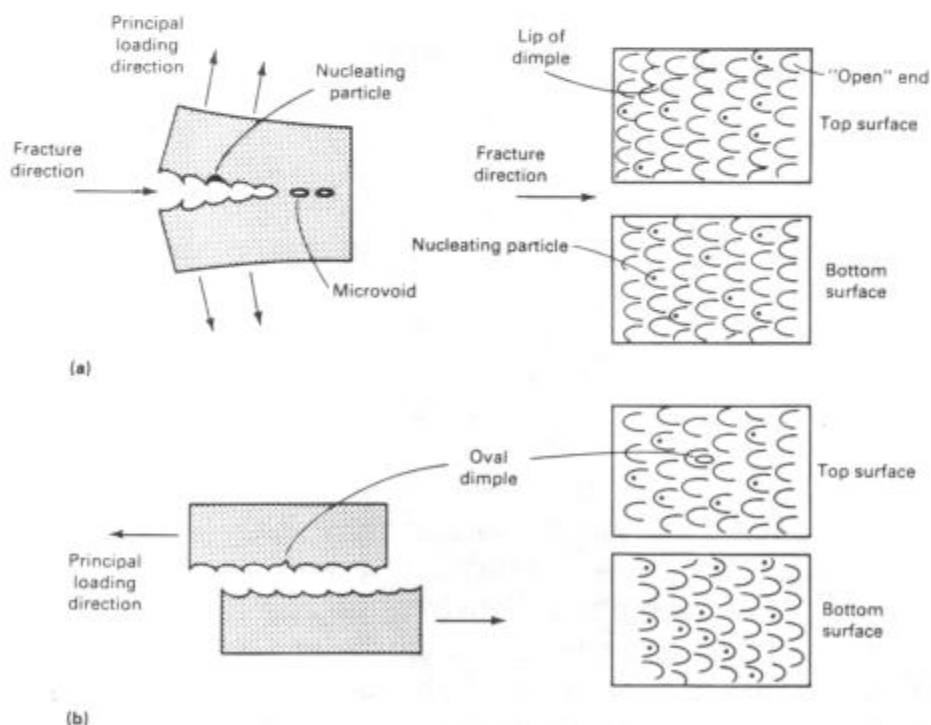


Figura 4-6: Formación de microcavidades a) fractura por desgarro b) fractura por corte.

4.1.1 Crecimiento Dúctil de Fisura

Una estructura que posee una fisura, a cierto nivel de carga y bajo un estado plano de deformaciones, tendrá en la zona próxima a la punta de la fisura un estado triaxial de tensiones capaz de provocar la nucleación de microcavidades. Estas microcavidades crecerán a medida que la fisura pierde agudeza, hasta unirse a ella. Este proceso es el que permite el crecimiento dúctil de una fisura, como puede observarse en la figura 4-7.

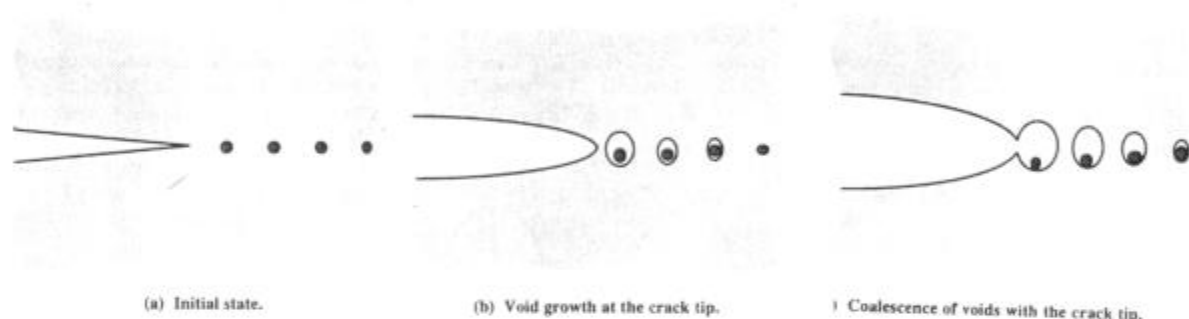


Figura 4-7: Mecanismo de crecimiento dúctil de fisura.

En muchos materiales el estado triaxial de tensiones que existe delante de la punta de la fisura es suficiente para permitir la nucleación de microcavidades, por lo tanto el proceso controlante de la propagación de la fisura es el crecimiento y coalescencia de dichas microcavidades. El proceso de nucleación de microcavidades ocurre generalmente a una distancia igual a $2.d$ de la punta de la fisura, mientras que el crecimiento de las mismas ocurre a una distancia menor. El crecimiento dúctil de la fisura, es un proceso estable debido a que la curva de resistencia del material es una función creciente con el avance de la misma.

Debido a que en la parte central de una placa el estado de tensiones es biaxial, mientras que en los bordes de la misma el estado de deformación es triaxial, el frente de la fisura no es recto en el espesor de la probeta, produciéndose un efecto túnel. Este efecto consiste en que la fisura avanza antes por la parte central de la probeta que en los bordes de la misma^b (fig. 4-8a). El ligamento remanente que queda a los costados de la probeta debido al estado de tensiones allí presente, tiene un proceso de fractura similar al descrito para el caso de una probeta de tracción bajo carga uniaxial. A la zona de ligamento remanente en donde la rotura se produce en planos a 45° , se la denomina *labio dúctil* (fig. 4-8b).

^bSe ha observado un comportamiento inverso en materiales bajo el efecto de ambientes sulfhídricos [110].

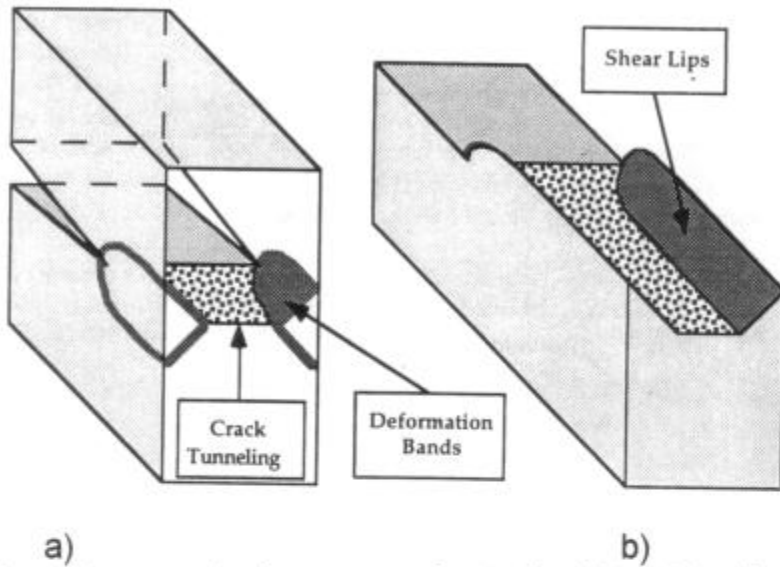


Figura 4-8: a) Avance de fisura con efecto túnel b) labio dúctil formado

La zona central de la fractura que a simple vista parece ser plana, observada a mayor aumento deja de serlo (fig. 4-9). Los planos a 45° por los que propaga la fisura son los determinados por los planos de máximo valor de tensión de corte determinados en el círculo de Mohr de la figura 2-16.

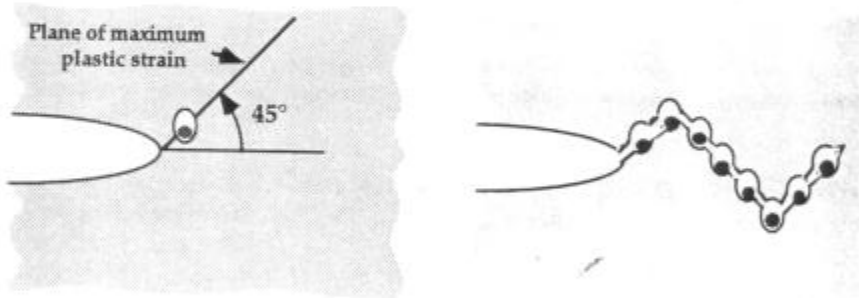


Figura 4-9: Planos de máximo corte por donde avanza la fractura dúctil

4.2 Fractura por Clivaje

La fractura por clivaje puede ser definida como una fractura que generalmente avanza a alta velocidad, se realiza a través de planos cristalográficos compactos y está asociada a un proceso de fractura que absorbe poca energía. Este mecanismo generalmente se observa en los materiales con estructuras cúbica centrada en el cuerpo (BCC), Hexagonal (HCP), y cristales iónicos y covalentes. En los metales de estructura cúbica centrada en las caras (FCC), debido a la cantidad de sistemas de deslizamiento que posee la misma⁹, la fractura por clivaje se presenta en

⁹Mientras que las estructuras FCC poseen 48 sistemas de deslizamiento, las estructuras BCC poseen sólo 12.

condiciones muy extremas de bajas temperaturas o fragilización por el medio. En el caso de materiales con estructura BCC, como son los aceros ferríticos, el clivaje toma lugar sobre la familia de planos $\{100\}$.

La dirección de propagación de la fisura que avanza por clivaje cambia a medida que esta cruza los límites de grano, para acomodarse en cada grano en la dirección que tome menor energía para la propagación de la fractura. En la figura 4-10 se observa el avance de la fisura al atravesar un límite de grano. El plano de clivaje rota un ángulo (*twist angle*), y la fisura se acomoda en distintos planos que luego convergen a un solo plano ya que de esa manera se consume menor energía.

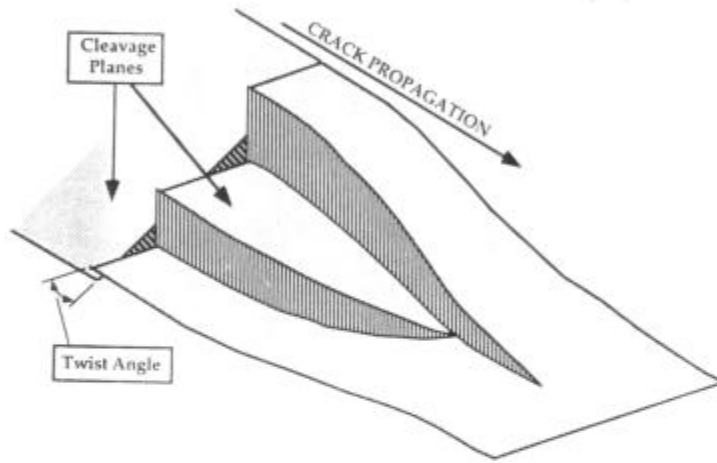


Figura 4-10: Propagación a través de un límite de grano de una fractura por clivaje

Los desniveles entre los distintos planos que se forman en este proceso de avance generan los denominados *ríos* que se observan a través de la imagen de la superficie de fractura en un microscopio electrónico de barrido (fig. 4-11). Cada faceta o plano que se observa en la superficie de clivaje corresponde a un grano cristalino de la fase actual o la fase madre del material.

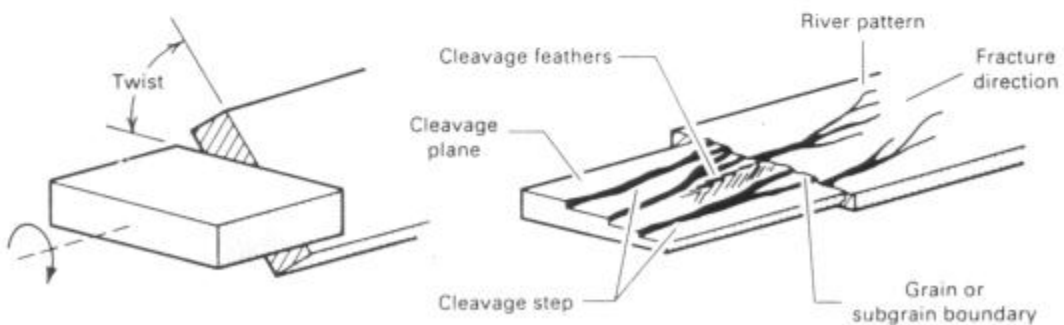


Figura 4-11: Formación de los *ríos* en el avance de una fractura por clivaje.

Dado que la fractura por clivaje implica la rotura de las uniones atómicas, es necesario que exista un elevado nivel de tensión para que esta se produzca. Este nivel de tensión se puede conseguir si existe en la zona próxima a la punta de la fisura una discontinuidad, que bajo el campo de tensiones dominado por el factor de intensidad de tensiones de la fisura principal, actúe como un nuevo concentrador de tensiones, de la manera mostrada en la figura 4-12. Pueden actuar como microfisuras, entre otras, inclusiones no metálicas o partículas de fases secundarias. Existen varios modelos probabilísticos que predicen la posibilidad de que una fisura se propague por clivaje [69-72].

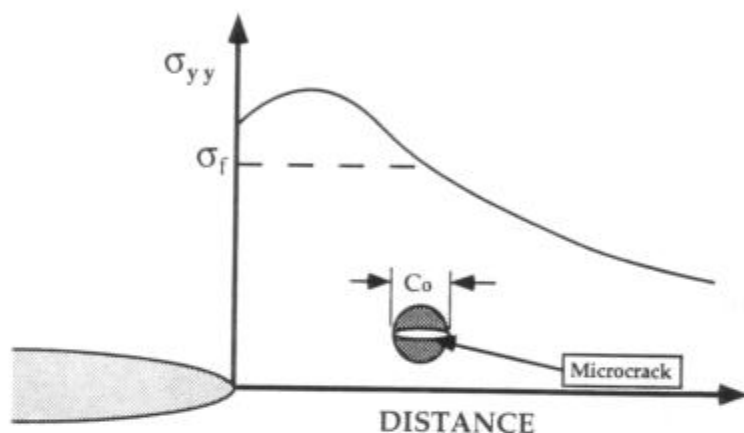


Figura 4-12: Microfisura actuando como concentrador de tensiones bajo el campo de tensión de la fisura principal.

Aplicando el criterio de Griffith la tensión de fractura será

$$\sigma_f = \left(\frac{2.E.\gamma_p}{\pi.(1-\mu^2).C_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad [4-2]$$

donde γ_p es el trabajo requerido para deformar plásticamente a la matriz, y C_0 es el diámetro de la partícula.

La nucleación de la fractura por clivaje depende del tipo de microestructura del acero. En los aceros dulces, el clivaje generalmente se inicia en los carburos presentes en el borde de grano [75]. En los aceros templados y revenidos, de estructura martensítica o bainítica, el clivaje generalmente se inicia en los carburos esferoidales o inclusiones no metálicas presentes [75].

La fractura por clivaje puede ser promovida por factores que incrementan la tensión de fluencia tales como bajas temperaturas, estado triaxial de tensiones, altas velocidades de carga, entre otros. El único factor que une el incremento de la tensión de fluencia con el incremento de la tensión de fractura es el refinamiento de

grano. Esto es explicado para el caso de aceros dulces a través del aumento de superficie de borde de grano que provoca que se formen carburos más pequeños en los mismos, resultando en un incremento de la tensión de fractura. En aceros de grano refinado el proceso controlante de la fractura por clivaje es la propagación de la fisura a través del límite de grano. Para estos casos el modelo de Griffith toma la forma

$$s_f = \left(\frac{\pi \cdot E \cdot \gamma_{gb}}{(1 - \mu^2) \cdot d} \right)^{\frac{1}{2}} \quad [4-3]$$

donde γ_{gb} es la energía para producir la deformación plástica por unidad de área requerida para propagar la fisura entre granos adyacentes. Debido a que existe un ángulo entre bordes de grano adyacentes, $\gamma_{gb} > \gamma_p$.

Para que se produzca la fractura por clivaje, ésta no sólo debe iniciarse, sino que debe propagarse una cierta distancia crítica. En la figura 4-13 se observan tres casos en que la fisura se arresta. La fisura se arresta en la interfase partícula-matriz (fig 4-13a), debido a que la tensión aplicada es menor que la necesaria para la fractura. Esta microfisura no vuelve a propagarse debido a que la deformación y el movimiento de dislocaciones en la matriz le hacen perder agudeza. La fisura que se propaga en la matriz, se arresta en el borde de grano (fig 4-13b). En este caso la ecuación 4-3 gobierna el clivaje. Aún si la fisura propaga a granos adyacentes, podría arrestarse debido a la disminución del campo de tensiones de la fisura principal (fig. 4-13c). En este caso las tensiones locales para bajos valores de K aplicados satisfacen la ecuaciones 4-2 y 4-3, sin embargo la fuerza impulsora de la fisura es insuficiente para continuar la propagación de la misma.

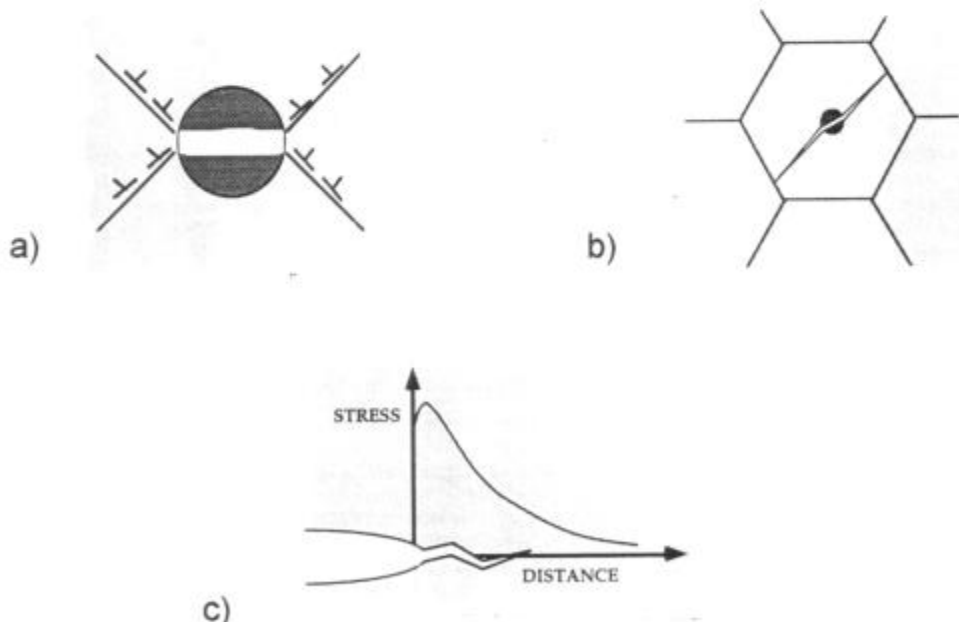


Figura 4-13: Casos de arresto de fisuras por clivaje a) en la interfase matriz-partícula b) en el borde de grano c) debido a la disminución del campo de tensiones

4.3 Fractura Intergranular

La fractura intergranular puede ser producida por numerosos mecanismos [73], los cuales pueden ser

- Nucleación y coalescencia de microcavidades en partículas de fases secundarias o inclusiones no metálicas en los bordes de grano.
- Decohesión entre granos adyacentes debido a impurezas presentes en los bordes de grano, unido a ambientes agresivos (metal líquido, H_2S).
- Precipitación de una fase frágil en borde de grano.
- Corrosión intergranular.
- Formación de cavidades y fisuración del borde de grano debido a altas temperaturas y la presencia de tensiones.

El fenómeno que se tratará aquí es la fragilización por revenido. Este tipo de fragilización se presenta por la deposición de fases frágiles en borde de grano durante el tratamiento de revenido. La fragilización de la martensita revenida resulta de efectuar el revenido a una temperatura de $\approx 350^\circ C$ mientras que la fragilización por revenido ocurre cuando un acero aleado es revenido a temperaturas de $\approx 550^\circ C$, en ambos tratamientos parece existir la segregación de impurezas que pueden ser detectadas en la superficie de fractura a través del análisis de la misma por medio de espectroscopía con electrones Auger.

5 Mecánica de Fractura Dinámica

Las teorías desarrolladas hasta aquí por la LEFM y la EPFM suponen que el proceso de fractura ocurre de manera cuasiestática. En las secciones anteriores para la resolución de los problemas el tiempo no entraba como variable. Para ciertos problemas esta hipótesis no es válida. Si bien la demarcación entre un proceso de propagación de fisura dinámico de uno estático es difícil de realizar de manera formal, esta distinción generalmente no tiene inconvenientes en la práctica. Básicamente en los procesos de fractura existen tres fenómenos dependientes del tiempo que la mecánica de fractura dinámica toma en consideración

- Las fuerzas de inercia.
- La dependencia de las propiedades del material con la velocidad de deformación.
- El rebote de las ondas de tensión.

A su vez estos fenómenos son producidos por condiciones en las que

- Existen altas velocidades de carga.
- Se produce una rápida iniciación de la propagación de la fisura.
- La fisura avanza a alta velocidad.
- Se produce un rápido arresto de la propagación de la fisura.

Los efectos de inercia se tornan importantes cuando la carga varía rápidamente y/o la fisura crece a alta velocidad, en estos casos una parte del trabajo aportado al material es convertido en energía cinética. Esta energía deberá tenerse en cuenta al realizar el balance de energía propuesto por Griffith [2-4]. A su vez, el arresto se producirá a una longitud mayor a la predicha por el análisis cuasiestático, esto es debido a que una parte de la energía cinética acumulada en el cuerpo se convierte en energía calórica y otra es utilizada para extender la fractura.

Se observa que en muchos materiales la dependencia de sus propiedades con la velocidad de deformación no es importante cuando esta es moderada y se está cerca de la temperatura ambiente. Sin embargo cuando la velocidad de deformación aumenta varios órdenes de magnitud la tensión de fluencia y la tenacidad pueden variar apreciablemente.

Las ondas de tensión se generan cuando la carga varía rápidamente y/o la fisura crece a alta velocidad. Estas ondas de tensión se propagan a través del material como ondas elásticas y son reflejadas en las superficies libres del mismo, tales como los límites de la probeta o el plano de la fisura. Estas ondas de tensión reflejadas influyen en el campo de tensiones y deformaciones de la zona próxima a la punta de la fisura, con lo cual invalidan la solución aportada por el análisis tensional cuasiestático y afectan el comportamiento del material a la fractura.

En ciertos casos particulares uno o varios de estos efectos pueden ser despreciados. En los casos en que los tres efectos puedan ser despreciados el problema dinámico se reduce a los planteos cuasiestáticos.

Una clasificación fenomenológica de los problemas de la mecánica de fractura dinámica puede incluir cinco puntos específicos

- La rápida iniciación de la propagación de la fisura.
- El recorrido de la fisura.
- La velocidad de la fisura.
- La ramificación de la fisura.
- El arresto de la fisura.

Por otro lado, dos son los problemas de la mecánica de fractura dinámica que en la práctica han recibido mayor atención

- Cuerpos con fisuras estacionarias (crecimiento cuasiestático) que son sujetos a rápidos cambios de la carga aplicada.
- Cuerpos bajo cargas fijas o lentamente variables que contienen una fisura que crece rápidamente.

El desarrollo histórico de la mecánica de fractura dinámica es similar al seguido en el caso estático. Los primeros desarrollos que se realizaron para considerar los efectos dinámicos dentro de un marco teórico, fueron a través de la versión dinámica de la mecánica de fractura lineal elástica, la cual se denomina mecánica de fractura elastodinámica, y posee las mismas restricciones (exceptuando que el proceso debe ser cuasiestático) que su antecesora. La extensión de la teoría para el caso de materiales de comportamiento no lineal o dependiente del tiempo está en desarrollo a través de la generalización de la integral J , que tendrá en cuenta los efectos de inercia y viscoplasticidad del material.

5.1 Mecánica de Fractura Elastodinámica

Los principales objetivos de la mecánica de fractura elastodinámica son encontrar por un lado, un parámetro adecuado para describir a la fuerza impulsora de propagación de fisura en condiciones dinámicas, desde un criterio tensional y energético. Por otro lado, bajo las mismas condiciones, definir un parámetro que represente a la tenacidad del material. Este último parámetro será dependiente de los siguientes factores

- Temperatura.
- Restricción a la deformación.
- Velocidad de carga.
- Velocidad de propagación de fisura.

Básicamente se han desarrollado dos modelos para realizar el análisis de los procesos de fractura dinámicos. Por un lado el modelo *estático*, en el que se consideran sólo los puntos inicial y final del proceso de propagación de una fisura. Por otro lado el modelo *cinético* en el que se incluye dentro del análisis, a la propagación de la fisura. Ambos modelos son parte de la mecánica de fractura dinámica, aunque aquí sólo serán tratados para condiciones elastodinámicas.

Se debe tener en cuenta que los procesos de fractura dinámicos no son necesariamente bien descritos por una secuencia de estados de equilibrio estático como lo propone el modelo estático.

5.1.1 Modelos Estático y Cinético

Para la iniciación de la propagación de fisuras bajo condiciones dinámicas, en el caso de materiales que presentan un comportamiento lineal elástico, existe un acuerdo en considerar que la relación para evaluar en una forma cuantitativa la iniciación de una propagación inestable de fracturas es la siguiente

$$K_{(t)} = K_{Id} \left(\dot{\sigma}, T \right) \quad [5-1]$$

donde $K_{(t)}$ es el factor de intensidad de tensiones dinámico, el cual en general no es igual al factor de intensidad de tensiones estático y K_{Id} es supuesto una propiedad del material que depende de la velocidad de carga $\dot{\sigma}$ y la temperatura T .

Para el caso del arresto de una fisura que se propaga rápidamente se ha llegado a un acuerdo entre los enfoques opuestos del problema derivados de los modelos estático y cinético. Existen efectos dinámicos en el arresto de una fisura, por lo tanto el punto de vista estático es una simplificación del problema. Sin embargo, para muchos propósitos prácticos, los valores de arresto calculados estáticamente, más sencillos de determinar que los dinámicos, serán suficientes. Debe ser tenido en cuenta que esos valores determinados en forma estática, en donde se desprecian los efectos dinámicos, en ciertas condiciones *son anticonservativos*.

Específicamente, para la iniciación y el arresto de una propagación inestable de la fisura bajo condiciones lineales elásticas, desde un punto de vista de la LEFM, se tiene respectivamente

$$K = K_{Ic}(T) \quad [5-2]$$

y

$$K = K_{Ia}(T) \quad [5-3]$$

En ambos casos, el valor de K es calculado como si la fisura tuviese un crecimiento cuasiestático, mientras que los valores de K_{Ic} y K_{Ia} son tomados como propiedades del material dependientes de la temperatura. Este punto de vista no incluye ninguna

consideración del proceso de propagación de la fisura que vincule al punto de iniciación con el de arresto. El punto de vista estático requiere que el arresto de la fisura se produzca de manera gradual, con una íntima conexión entre el proceso de desaceleración y el campo de deformación estática luego del arresto, es decir, el arresto se entiende como el proceso inverso en tiempo de la iniciación del crecimiento de la fisura. Sin embargo, experimentalmente el arresto elastodinámico ocurre abruptamente, a un valor del factor de intensidad de tensiones dinámico independiente de su correspondiente valor estático.

El enfoque elastodinámico considera que el arresto tiene lugar cuando resulta energéticamente imposible que la fisura continúe su propagación. Dentro de los límites de un comportamiento elastodinámico, la propagación rápida de fisuras ocurre bajo la condición

$$K(t) = K_{ID}(v, T) \quad [5-4]$$

donde K_{ID} , el valor de tenacidad dinámica del material, depende de la velocidad de propagación de la fractura v y la temperatura T . Debe ser tenido en cuenta que esta función generalmente no incluye un valor de iniciación; esto es, $K_{ID}(0, T) \neq K_{IC}(T)$. Por lo tanto, el análisis cinético necesitará el uso del análisis estático para obtener dicho valor.

De mayor importancia es que el análisis cinético no incluye un valor de tenacidad de arresto. En este análisis el arresto ocurre en la posición y tiempo t_a , para los cuales K toma valores menores que el valor mínimo de K_{ID} , y permanece menor para todo tiempo $t > t_a$. El valor mínimo de K_{ID} , el cual se designa K_{IM} , y también llamado en la literatura K_{IA} , es un parámetro fundamental. La validez del análisis estático se basa en que el valor de K_{Ia} es una buena aproximación del valor de K_{IA} . Esto puede ser observado en la fig. 5-1.

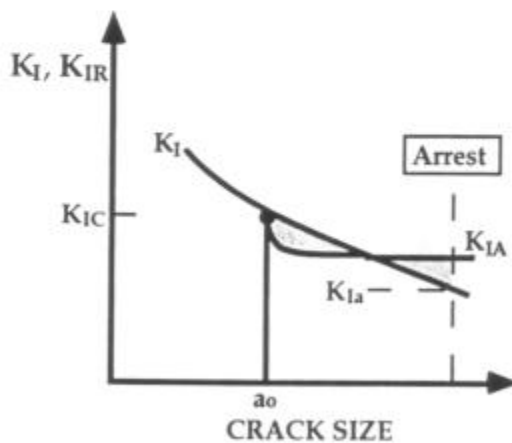


Figura 5-1: Comparación cualitativa de los valores de K de arresto estático y cinético.

Dada la propagación dinámica de una fisura y si la estructura tiene una fuerza impulsora decreciente, esta eventualmente cruzará la curva de resistencia del material. El arresto de la fractura no ocurrirá en ese punto, dado que la estructura posee una energía cinética acumulada, la cual será convertida en energía de fractura y térmica. El arresto ocurrirá con valores de la fuerza impulsora de fisuras por debajo de los valores de la resistencia del material, luego que gran parte de la energía cinética se halla disipado.

El valor de tenacidad de arresto aparente K_{Ia} es menor que la verdadera resistencia del material K_{IA} . La diferencia entre los valores de K_{Ia} y K_{IA} , está gobernada por la energía cinética acumulada durante la propagación de la fisura; K_{IA} es una propiedad del material mientras que K_{Ia} depende de la geometría. En la figura 5-2 se compara los factores de intensidad de tensiones calculados de manera cuasiestática y dinámica.

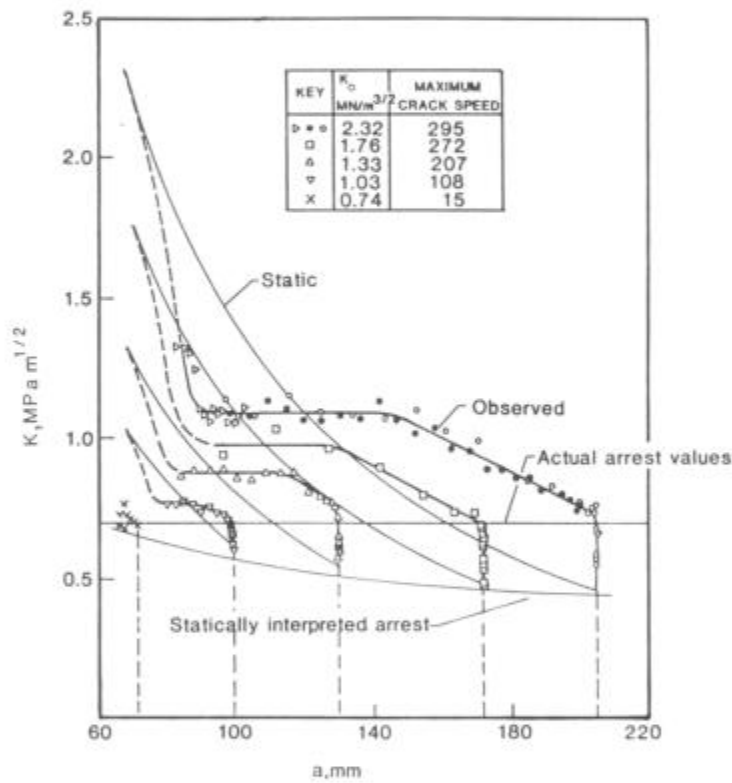


Figura 5-2: Valores del factor de intensidad de tensiones calculados de manera estática y dinámica.

Existen varios problemas prácticos en los que la diferencia entre las predicciones estática y cinética no es grande. Estas aplicaciones pueden ser tipificadas por

- El uso del valor K_{Ia} medido de avances cortos de la fisura (que eviten el retorno de la onda de tensión), en donde el valor de K_{Ia} provee una buena aproximación al valor de K_{IA} .
- Componentes cuyos límites no reflejan ondas de tensión hacia la punta de la fisura en propagación.

Estas condiciones son generalmente cumplidas en componentes estructurales, pero no son tan válidas en probetas de pequeña escala.

5.2 Iniciación del Crecimiento de una Fisura Bajo Carga Dinámica

Son varias las fuentes por las cuales una estructura puede ser dinámicamente cargada, en general esto es debido al impacto de un objeto con la estructura. Existen diversos métodos para simular estas cargas dinámicas en el laboratorio [76]. El ensayo más difundido es el ensayo Charpy, en el cual se impacta a la probeta con un péndulo que posee una cierta velocidad, siendo el peso del péndulo, su velocidad y la geometría de la probeta parámetros particulares de cada tipo de ensayo, obteniéndose de esta manera altas velocidades de deformación. Otras maneras de conseguir cargas dinámicas es a través de la utilización de explosiones controladas cercanas a la probeta, o máquinas servohidráulicas especialmente diseñadas para impartir altas velocidades de deformación.

La fig 5-3 muestra esquemáticamente una respuesta típica de carga vs. tiempo para un ensayo con carga dinámica. La carga tiende a incrementarse con el tiempo, pero sufre oscilaciones cuya frecuencia depende de la geometría de la probeta y propiedades del material. La amplitud de la oscilación decrece con el tiempo a medida que la energía cinética de la probeta se va disipando. Esto significa que los efectos de inercia serán más importantes en los primeros instantes del ensayo, mientras que para tiempos más largos el comportamiento es esencialmente cuasiestático.

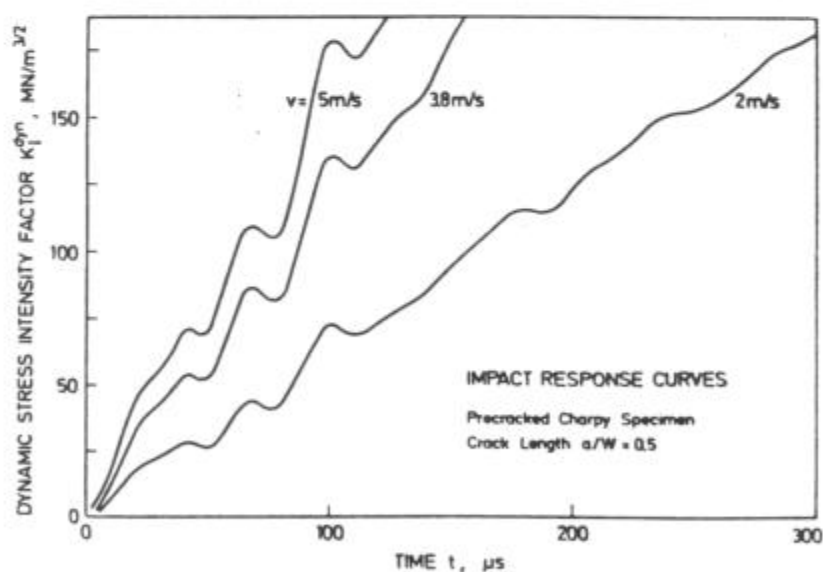


Figura 5-3: Diagrama de respuesta carga-tiempo para una probeta dinámicamente cargada.

Otro efecto a tener en cuenta es la reflexión de ondas de tensión en los límites de la probeta y el plano de la fisura (fig. 5-4). Estas ondas reflejadas retornan a la punta de la fisura sumándose al campo de tensiones y deformaciones existente de manera constructiva o destructiva de acuerdo a su relación de fase. Acorde a esta fluctuación en el valor de la tensión, la fuerza impulsora para la propagación de fisuras tomará valores instantáneos que dependerán de la magnitud de las ondas discretas de tensión que pasen a través de la punta de la fisura en cada momento en particular [77]. Cuando estas ondas discretas de tensión son de gran magnitud, no se puede inferir el valor de Kapp del valor de la carga remota.

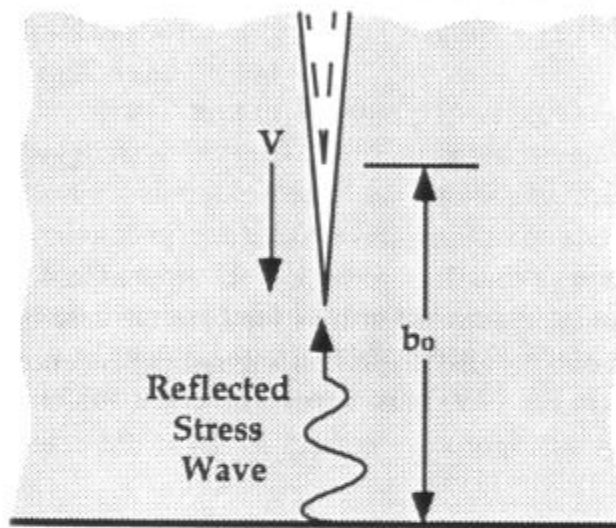


Figura 5-4: Efecto de reflexión de las ondas de tensión.

Trabajos de Nakamura et al. [78, 79] han cuantificado los efectos de inercia en probetas de laboratorio, mostrando que en muchos casos esos efectos pueden despreciarse. Ellos han observado que el comportamiento de una probeta cargada dinámicamente puede ser caracterizado por una respuesta a tiempos cortos, la cual está dominada por las ondas discretas de tensión, y una respuesta a tiempos largos, la cual es esencialmente cuasiestática. A tiempos intermedios, los efectos globales de inercia pueden ser importantes, pero las oscilaciones locales en la fisura son pequeñas, dado que la energía cinética es absorbida por la zona de deformación plástica. Para distinguir la respuesta de tiempo corto de la de tiempo largo, Nakamura et al. definieron un tiempo de transición t_τ , en el cual la energía cinética iguala a la energía de deformación (la energía absorbida por la probeta). Los efectos de inercia dominan antes del tiempo de transición t_τ , y la energía de deformación domina para tiempos significativamente mayores que t_τ . En el último caso, pueden ser usadas las relaciones cuasiestáticas para determinar el valor de la tenacidad de los valores globales de carga-desplazamiento.

Si una probeta es cargada dinámicamente, el valor de la tenacidad aparente puede ser diferente del obtenido bajo cargas cuasiestáticas. Para distinguir los valores de tenacidad obtenidos a través de ensayos de carga dinámica de aquellos obtenidos por medio de ensayos convencionales bajo cargas cuasiestáticas, los valores de tenacidad obtenidos en forma dinámica son designados como K_{Id} , también este valor de tenacidad, para el caso de deformación plana, es designado $K_{Ic}(t)$, en donde t es el tiempo de carga durante el ensayo.

En ensayos por debajo de la temperatura de transición dúctil-frágil, generalmente se observa una disminución del valor de la tenacidad con el aumento de la velocidad de carga, mientras que sucede lo contrario por encima de esa temperatura (fig. 5-5). Este comportamiento se explica por el hecho de que la fractura frágil está controlada por el estado de tensiones, y a mayor velocidad de carga, mayor es la tensión de fluencia del material. En materiales cuyo mecanismo de fractura es controlado por deformación, como en los casos de fracturas dúctiles, generalmente muestran un incremento del valor de la tenacidad con la velocidad de carga, dado que es necesaria mayor energía entregada al material para conseguir el mismo estado de deformación.

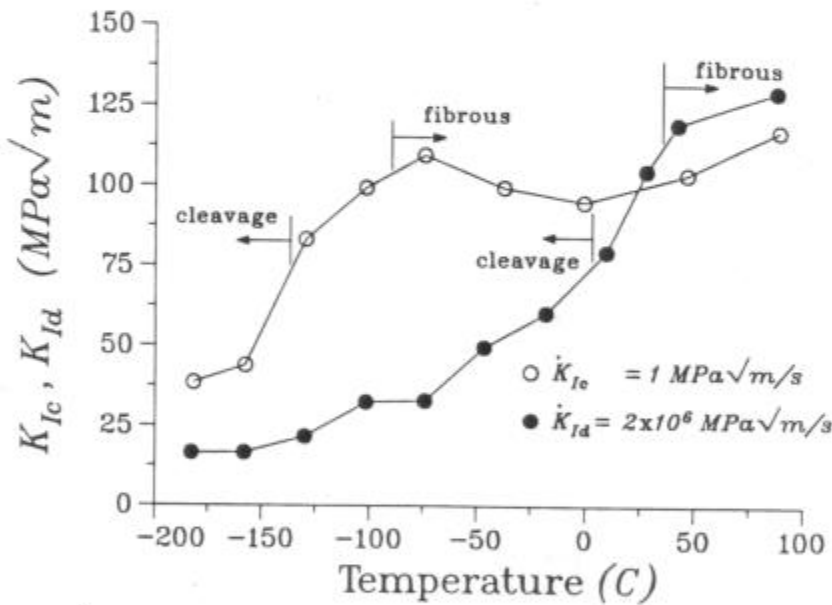


Figura 5-5: Influencia de la velocidad de carga en la tenacidad con distintos mecanismos de fractura.

Otra característica de la fractura dinámica es el aumento de la temperatura de transición dúctil-frágil con el incremento de la velocidad de carga (fig. 5-6). Esto es debido al menor tiempo disponible durante el proceso de fractura para que actúen los mecanismos de deformación plástica.

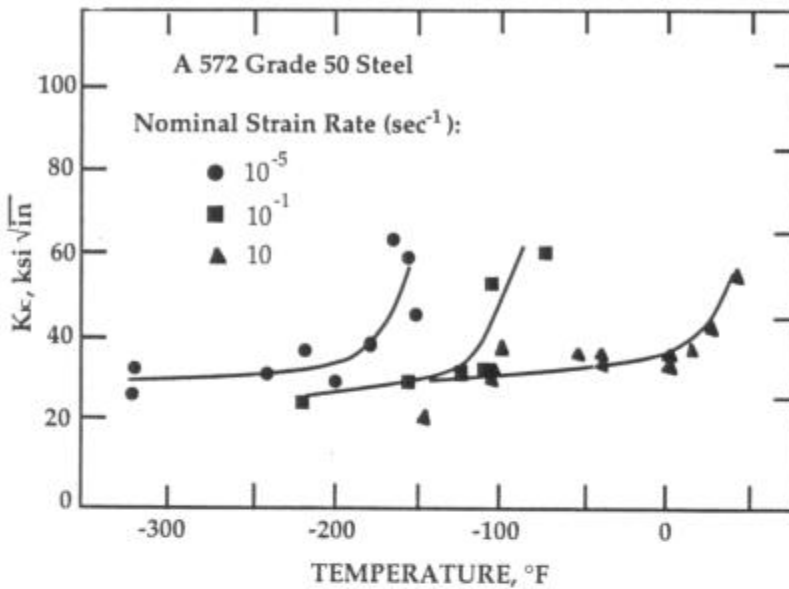


Figura 5-6: Aumento de la temperatura de transición dúctil-frágil con la velocidad de carga.

5.3 Velocidad de Propagación de Fisuras

La primera predicción cuantitativa de la velocidad de propagación de una fisura ha sido la dada por N. F. Mott [8] quien en 1948 extendió la teoría de Griffith incluyendo la contribución de la energía cinética en la ecuación 2-4. Mott consideró un cuerpo infinito de un material idealmente frágil sujeto a una tensión remota σ , el cual contenía una fisura en propagación cuya longitud instantánea era $2a$. La condición para la propagación inestable de fisuras se halla definida en la ecuación 2-27.

Si se grafica para un material idealmente frágil, la resistencia del material a la propagación de fisuras y la fuerza impulsora de propagación, ambas en función del incremento de longitud de fisura (fig. 5-7), puede verse que la velocidad de relajación de energía se incrementa linealmente con la longitud de la fisura, mientras que la resistencia del material permanece constante. Para longitudes mayores a a_0 , el valor de la fuerza impulsora para el crecimiento de fisura excede el de la resistencia del material, por lo tanto la estructura se vuelve inestable y ocurre una rápida propagación de la fisura.

Dado que la conservación de la energía debe cumplirse aún para sistemas inestables, Mott planteó que el exceso de energía (sombreado en la fig. 5-7), se transforma en energía cinética. La magnitud de la energía cinética determina la velocidad de propagación de la fisura. Si se plantea la ecuación de balance de energía propuesta por Griffith-Irwin, en el caso que la fisura se propaga a gran velocidad, la energía cinética debe estar incluida en dicho balance. Griffith en su modelo asumió que la energía cinética era nula.

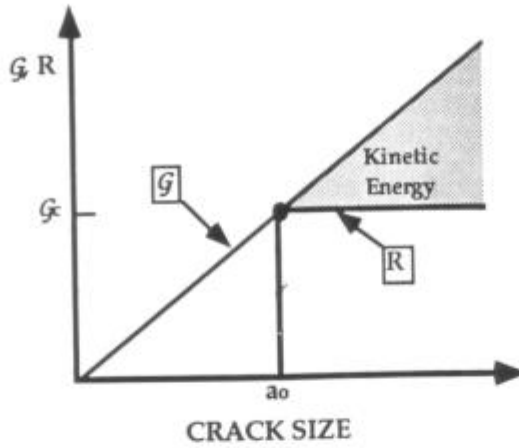


Figura 5-7: Curvas de fuerza impulsora de propagación de fisuras y resistencia del material. El área sombreada se transforma en energía cinética.

Realizando una definición dinámica de la velocidad de relajación de energía, el balance de energía de Griffith-Irwin se convierte en

$$G(t) = \frac{dW}{dA} - \frac{dU}{dA} - \frac{dE_k}{dA} \tag{5-5}$$

siendo E_k la energía cinética. Asumiendo que la velocidad de propagación de la fisura es pequeña en relación a la velocidad del sonido en el cuerpo, Mott pudo expresar la energía cinética del cuerpo, por unidad de espesor, a través de un término de la siguiente forma

$$E_k = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v^2 \cdot \iint \left(\frac{du}{da} \right)^2 \cdot dx \cdot dy \tag{5-6}$$

donde ρ es la densidad del cuerpo, v la velocidad de la fisura, y $u(x,y)$ representa el desplazamiento cuasiestático de los puntos del cuerpo. Haciendo uso del análisis dimensional, Mott igualó la integral anterior a la cantidad $(a \cdot \sigma / E)^2$. La energía cinética puede ser escrita como

$$E_k = \frac{1}{2} \cdot k \cdot \rho \cdot v^2 \cdot \left(\frac{a \cdot \sigma}{E} \right)^2 \tag{5-7}$$

en donde k es una constante numérica a determinar.

Remplazando la ec. 5-7 en la ec. 5-5 y asumiendo que no existe trabajo externo efectuado, el principio de conservación de la energía requiere que

$$\frac{1}{2} k \cdot \rho \cdot v^2 \cdot \left(\frac{\sigma}{E} \right)^2 - \frac{\pi \cdot \sigma^2 \cdot a^2}{E} + 4 \cdot \gamma \cdot a = cte \tag{5-8}$$

Mott dedujo que si la energía total debía permanecer constante, su derivada respecto a la longitud de fisura debía ser cero. Con esta hipótesis halló que la velocidad de la fisura se expresa como

$$v = \left(\frac{2 \cdot \pi}{k}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{E}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(1 - \frac{a_0}{a}\right)^{\frac{1}{2}} \quad [5-9]$$

en donde

$$a_0 = \left(\frac{2}{\pi}\right) \left(\frac{E\gamma}{\sigma^2}\right) \quad [5-10]$$

representa la longitud crítica de fisura en la teoría de Griffith, y es tomada como la longitud de fisura al comienzo del evento en donde la energía cinética es nula y $(E/\rho)^{1/2} = C_0$, la velocidad de las ondas elásticas en el material donde se propaga la fisura. Se observa que la ecuación 5-9, predice una velocidad límite de fisura v_{Lim} que tendrá el valor

$$v_{Lim} = \left(\frac{2 \cdot \pi}{k}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{E}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}} \quad [5-11]$$

Esta velocidad es del orden de la velocidad del sonido en el material y es independiente de la tensión aplicada o la energía de fractura. El resultado obtenido anula la hipótesis de que $v \ll C_0$.

En la ecuación 5-11 es necesario definir el valor de la constante k para determinar el valor exacto de la velocidad límite. Roberts & Wells [19] en un trabajo publicado en 1954 determinaron un valor específico para k. Esto fue realizado evaluando numéricamente la energía cinética en un cuerpo durante el crecimiento cuasiestático de una fisura. Para hallar el valor de los desplazamientos de los puntos de una placa infinita sujeta a un estado de tensión remoto biaxial usaron la solución de Westergaard [58].

Si se supone que los desplazamientos provocados por la propagación de la fisura son inmediatamente comunicados a las partes más alejadas de la placa, la integración de la energía cinética no converge. Roberts & Wells calcularon el valor de la energía cinética en un radio de integración r, arbitrariamente elegido y finito teniendo en cuenta que la comunicación de esos desplazamientos está limitada por la velocidad misma de las ondas elásticas.

De esto Roberts & Wells concluyeron que si la fisura ha crecido desde un valor a_0 hasta una longitud a en un tiempo t, el frente de onda más alejado sólo habrá viajado una distancia igual a $r = C_0 \cdot t$. Esto resulta en que $r/a = 2,62$, valor que da una idea de la cantidad de masa que mueve la fisura en su propagación, y da el límite

inferior para $(2\pi/k)^{1/2}$ igual a 0,38 (este resultado fue obtenido para $\mu = 0,25$). Por lo tanto, la ecuación 5-9 queda expresada de la siguiente manera

$$v = 0,38 \cdot C_0 \cdot \left(1 - \frac{a_0}{a}\right)^2 \quad [5-12]$$

Esto da una velocidad terminal límite $v_{Lim}=0,38 C_0$.

Las hipótesis violadas en el enfoque de Mott, son también violadas al llegar a la ecuación 5-12 sumado al artificio realizado por Robert & Wells para eliminar la dificultad de la divergencia de la integración de la energía cinética. Sin embargo, el valor de $(2\pi/k)$ es poco variable con r y el resultado es consistente con los resultados experimentales que muestran que la velocidad límite existe y no parece depender de la manera en como se produjo la fisura.

En 1960 Dulaney & Brace [20] y Berry [21], examinaron y corrigieron el trabajo de Mott, llegando ambos básicamente al mismo resultado. Tomaron como punto de partida la ecuación 5-8 y con el fin de eliminar la energía superficial calcularon la longitud de fisura inicial de la ecuación 5-10. Imponiendo la condición inicial tal que $v=0$ cuando $a=a_0$ y reemplazando a γ por $(\pi/2)(\sigma^2 \cdot a_0/E)$, la ecuación 5-8 puede escribirse de la siguiente manera

$$-\frac{1}{2}k \cdot \rho \cdot a^2 \cdot v^2 \cdot \left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 - \frac{\pi \cdot \sigma^2 \cdot a^2}{E} + \frac{2 \cdot \pi \cdot \sigma^2 \cdot a \cdot a_0}{E} = \frac{\pi \cdot \sigma^2 \cdot a_0^2}{E} \quad [5-15]$$

Resolviendo la ecuación para v , Dulaney & Brace encontraron que:

$$v = \left(\frac{2 \cdot \pi}{k}\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{E}{\rho}\right)^{1/2} \cdot \left(1 - \frac{a_0}{a}\right) \quad [5-16]$$

Nuevamente se encontraron con el problema de calcular el valor de k y usaron la estimación dada por Roberts & Wells, con lo cual

$$V = 0,38 \cdot C_0 \cdot \left(1 - \frac{a_0}{a}\right) \quad [5-17]$$

Pero dado el uso de la hipótesis errónea de suponer que $dv/da=0$ usada por Mott, la ecuación 5-17 sería más correcta que la 5-12.

Sin embargo la ecuación 5-17 sigue utilizando el valor de la constante k de los cálculos realizados por Roberts & Wells. Debe tenerse en cuenta que la hipótesis de suponer $a_0=0$ puede ser eliminada integrando la ecuación 5-17. El límite de

integración para el cálculo de la energía cinética en el tratamiento de Roberts & Wells tendría entonces la forma

$$\frac{r}{a} = \left(\frac{k}{2 \cdot \pi} \right)^2 \cdot \left(\frac{a_0}{a} \right) \cdot f \left(\frac{a}{a_0} \right) \quad [5-18]$$

El resultado obtenido por Roberts & Wells correspondería a la condición en que $(a_0/a) \cdot f(a/a_0) = 1$, condición que sólo es conseguida para longitudes de fisuras muy grandes.

Freund en 1972 [23-27] realizó un detallado análisis numérico para la propagación de fisuras en un dominio infinito bajo cargas de tracción uniformes, y obtuvo la siguiente relación

$$v = C_R \cdot \left(1 - \frac{a_0}{a} \right) \quad [5-19]$$

en donde C_R es la velocidad de Rayleigh en el medio. La relación entre C_R y C_0 varía desde 0,54 hasta 0,62, dependiendo del módulo de Poisson. Esta ecuación es cualitativamente similar a la ecuación 5-17 pero da una velocidad de fisura un 50% mayor en cada instante del crecimiento, incluyendo el estado final en el cual la velocidad límite es la de Rayleigh.

Mientras que las velocidades de propagación de fisuras observadas experimentalmente concuerdan en mayor medida con la ecuación 5-17 que con la 5-19, el desarrollo realizado por Freund elimina varias hipótesis cuestionables de los desarrollos anteriores.

Una consideración más importante es que en este punto del problema está tácitamente asumido que la energía de fractura en la propagación de la fisura no es sólo la misma que para la iniciación de una fractura a alta velocidad, sino que también es independiente de la velocidad de propagación. Estas hipótesis son falsas. También es posible que la ramificación de la fisura sea un mecanismo que limite la velocidad de propagación de la misma.

5.4 Fuerza Impulsora de Fisura Dinámica

Uno de los fenómenos aún no esclarecidos completamente en la mecánica fractura dinámica es la limitación de la velocidad de la fractura a valores por debajo del teórico admisible. Este fenómeno puede ser explicado desde dos puntos de vista, o la combinación de ambos: i) un aumento de la energía requerida para la fractura del material con la velocidad y ii) una limitación en el factor de intensidad de tensiones presente en condiciones dinámicas.

Desde el punto de vista energético puede suponerse que la energía requerida para realizar la fractura aumenta con el incremento de la velocidad de propagación de la

fractura y el balance de energía establece cual será la velocidad adecuada en cada instante. Desde el punto de vista metalúrgico esta suposición tiene sus inconvenientes. Es sabido que a medida que aumenta la velocidad de deformación de un material se incrementa su tensión de fluencia, a la vez es menor el tiempo disponible para que actúen los mecanismos de deformación plástica, esto produciría una disminución de la zona plástica delante de la fisura y una menor energía necesaria para la fractura. Tampoco existe evidencia de que la fuerza de unión interatómica varíe de tal manera que pueda explicar por sí misma este fenómeno.

Desde el punto de vista del factor de intensidad de tensiones, es conveniente estudiar los fenómenos que ocurren en la zona de proceso delante de la fisura. La deformación plástica que ocurre en esta zona tiene un efecto marcado sobre el campo de tensiones presente y la velocidad de propagación de la fractura. K. B. Broberg [80] propuso que la fisura posee varias microramificaciones en su punta que interactúan entre sí, a diferencia de un criterio que supone una sola fisura. Estas microramificaciones se generan y propagan por los campos de tensión que se inducen entre sí, en zonas próximas a las mismas, a través de las ondas de tensión. Broberg dedujo que el proceso de generación y crecimiento de una fisura requiere un tiempo mayor al de la simple propagación de la onda en el medio. Esto indica que la velocidad de propagación de la fractura difícilmente pueda ser calculada por la vía del campo de tensiones generado en la zona próxima a la punta de la fisura, sino que debe ser tenido en cuenta la interacción dinámica de las microfisuras entre sí en la zona de proceso.

Por otro lado Broberg propone que la separación entre estas microfisuras aumenta drásticamente con el factor de intensidad de tensiones (fig. 5-8), aumentando el retardo en la interacción entre las mismas y con ello la discrepancia con las velocidades teóricas de propagación.



Figura 5-8: Aumento de la separación entre microramificaciones en la punta de la fisura.

Esto implica que la diferencia entre la velocidad teórica de propagación de fisuras dada para un material idealmente frágil, cuya energía de deformación es independiente de la velocidad, y la de los materiales reales se verá incrementada a medida que aumenta el factor de intensidad de tensiones (fig. 5-9).

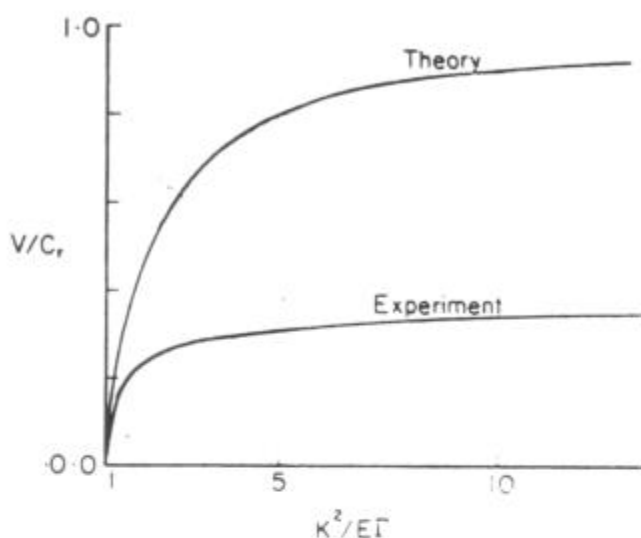


Figura 5-9: Discrepancia entre la velocidad de propagación de fisuras teórica y experimental en función del factor de intensidad de tensiones.

Los modelos analíticos para la determinación del factor de intensidad de tensiones y la velocidad de relajación de energía, se formularon básicamente para condiciones en que la fisura se propaga de manera rectilínea en un plano con un campo elástico de tensiones, en donde el proceso de fractura ocurre en la punta de la fisura. El material es idealmente frágil y la energía de fractura es independiente de la velocidad. Con estas hipótesis puede ser hallado el campo de tensiones elastodinámicos en la zona delante de la fisura y realizarse el balance de energía [81]. De esto se estableció que la singularidad de tensiones tiende a cero cuando la velocidad de la fisura se aproxima a la velocidad de las ondas de Rayleigh en el medio.

El conocimiento del estado de tensiones en la punta de la fisura para estas condiciones establece una relación entre el factor de intensidad de tensiones instantáneo y la velocidad de relajación de energía. La ecuación 5-4 da las condiciones para que una fisura se propague en un análisis dinámico, sin embargo aún no se ha definido ninguno de sus miembros. Los desarrollos realizados por K. B. Broberg [22] y B. R. Baker [82] permiten calcular el factor de intensidad de tensiones en un medio infinito, el cual puede expresarse como

$$K(t) = \kappa(v) \cdot K(0) \quad [5-20]$$

donde $K(t)$ es el factor de intensidad de tensiones dinámico, $\kappa(v)$ es una función universal dependiente de la velocidad de propagación y $K(0)$ es el factor de intensidad de tensiones estático.

$\kappa(v)$ es una función que toma valor unitario cuando $v=0$, y decrece a cero cuando $v=C_R$ la velocidad de Rayleigh. Valores de esta función para dos soluciones ligeramente diferentes se muestran en la figura 5-10.

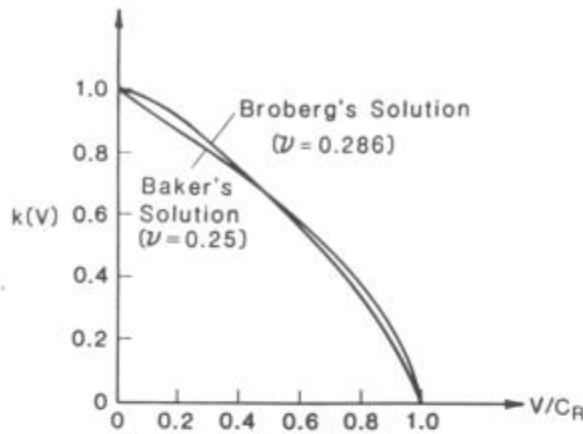


Figura 5-10: Soluciones de la función $\kappa(v)$.

Una expresión analítica aproximada de la función $\kappa(v)$, fue hallada por L. R. F. Rose [83], la misma tiene la forma

$$\kappa(v) = \left(1 - \frac{v}{C_R}\right) (1 - h \cdot v)^{-\frac{1}{2}} \quad [5-21]$$

donde h es una función de la velocidad de las ondas elásticas en el medio. La única expresión cerrada para h es

$$h = \frac{2}{C_1} \left(\frac{C_2}{C_R}\right)^2 \left[1 - \left(\frac{C_2}{C_R}\right)\right]^2 \quad [5-22]$$

donde C_1 y C_2 son respectivamente, las velocidades de las ondas longitudinales y transversales en el medio.

La ecuación 5-20 es válida para tiempos cortos o cuerpos infinitos ya que no tiene en cuenta los efectos del retorno de las ondas de tensión a la punta de la fisura. Para los casos de cuerpos finitos, el factor de intensidad de tensiones dinámico debe ser determinado experimentalmente o numéricamente en cada caso en particular.

Para la velocidad de relajación de energía dinámica en un cuerpo infinito, Freund [24] desarrolló la siguiente expresión

$$G(t) = g(v) \cdot G(0) \quad [5-23]$$

donde $G(t)$ es la velocidad de relajación de energía dinámica, $g(0)$ su equivalente estática y $g(v)$ una función universal dependiente de la velocidad de propagación de la fisura. La forma aproximada de la función $g(v)$ es

$$g(v) = 1 - \frac{v}{C_R} \quad [5-24]$$

Si la propagación de la fisura está determinada por la velocidad de relajación de energía, esta ocurrirá cuando $G=G_C$. Esta relación puede ser implementada para el cálculo de la velocidad de propagación de la fisura en un material idealmente frágil, sometido a una tensión constante σ , que contiene una fisura de longitud $2.a$. De lo cual puede ser determinada la velocidad de propagación, lo que se expresa

$$v = \left(1 - \frac{2\gamma \cdot E}{\pi \cdot \sigma^2 \cdot a} \right) \cdot C_R \quad [5-25]$$

teniendo en cuenta que

$$a_0 = \frac{2\gamma \cdot E}{\pi \cdot \sigma^2} \quad [5-26]$$

la expresión anterior es idéntica a la ec. 5-19

La relación entre el criterio energético y el tensional en forma dinámica, desarrollada por J. W. Craggs [84] y L. B. Freund [85] está dada por

$$G(t) = A(v) \cdot \frac{K^2(t)}{E} \quad [5-27]$$

donde puede observarse que la relación entre ambos es función de la velocidad, una expresión aproximada para la función $A(v)$ es

$$A(v) = \left[\left(1 - \frac{v}{C_R} \right) (1 - h \cdot v) \right]^{-1} \quad [5-28]$$

En el límite cuando $v \rightarrow 0$, la función A toma valor unitario.

5.5 Tenacidad Dinámica del Material

Se observa experimentalmente que la resistencia de un material a la propagación dinámica de fracturas o tenacidad dinámica del material es una propiedad que depende de la velocidad de propagación de la fisura [29, 31, 86, 87].

Las curvas de resistencia cuasiestáticas son obtenidas a través de ensayos con condiciones en donde tanto la carga como la extensión de la fisura varían lentamente. El ensayo finaliza en el punto en donde ocurre la inestabilidad de la propagación de la fisura. Si ahora es efectuado el ensayo en condiciones dinámicas de propagación, en donde la fisura se mueve a una velocidad v , la curva de resistencia estática pierde su validez como caracterización de la resistencia del material. El material, con el aumento de la velocidad de la propagación de la fisura, presenta un aparente incremento del valor de la tenacidad con respecto a la que tendría en forma cuasiestática.

Se han realizado numerosos ensayos para determinar la relación del valor de la tenacidad dinámica con la velocidad de propagación de la fisura, entre ellos cabe destacar los trabajos de J. F. Kalthoff et al. [29], A. S. Kobasashi et al. [31], Shigeru Aoki [86] y Rosakis et al. [87], entre otros.

Kobasashi utilizó ampliamente el método de interferencia de ondas luminosas. El método consiste en cargar la probeta fisurada realizada en un polímero transparente con ciertas propiedades ópticas (en general es usado Homalite 100), e iluminarla perpendicularmente en una de sus caras. El campo de deformaciones presentes en la zona próxima a la punta de la fisura hará que la luz incidente al atravesar la probeta interfiera de manera constructiva o destructiva, de acuerdo al espesor presente en cada punto de la misma. Debido a que el proceso de propagación de la fractura ocurre en unos pocos milisegundos, se deben tomar las muestras sucesivas del patrón de interferencia con una cámara de alta velocidad. Un ejemplo típico se observa en la figura 5-11. Este patrón de interferencia se analiza para extraer del mismo el campo de tensiones presente e inferir la tenacidad dinámica instantánea del material. Este método también se lo conoce como método de transparencia.

El método desarrollado por P. Mannog [88] y luego trasladado por J. F. Kalthoff [29] para ser utilizado en ensayos fractomecánicos, se realiza en la forma de transparencia o reflexión (fig. 5-12). Esta última forma tiene la ventaja de poder ser aplicado en metales. Cuando el método se practica en la forma de transparencia, se utilizan las propiedades de refracción del material (generalmente se utiliza una resina epoxi, Araldite B). En este método nuevamente la probeta se ilumina en forma perpendicular sobre una de sus caras laterales, las cuales están perfectamente pulidas. En la figura 5-13 se observa el dispositivo experimental utilizado.

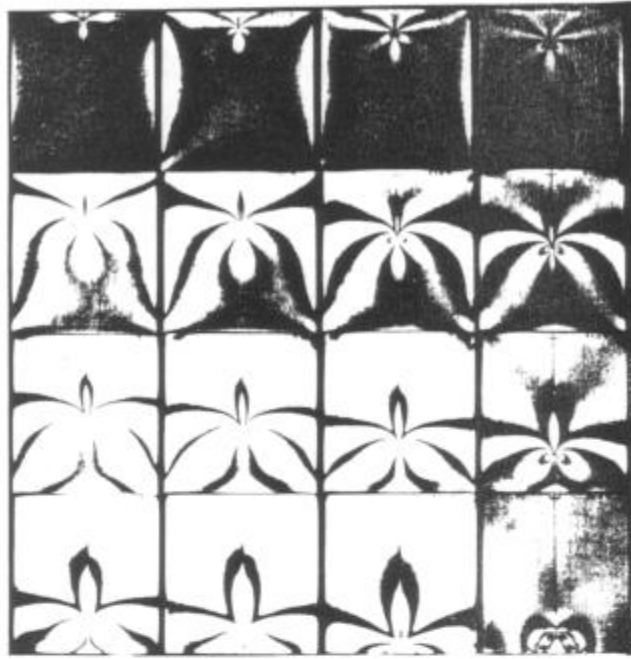


Figura 5-11: Patrón de interferencia por transparencia en un ensayo dinámico.

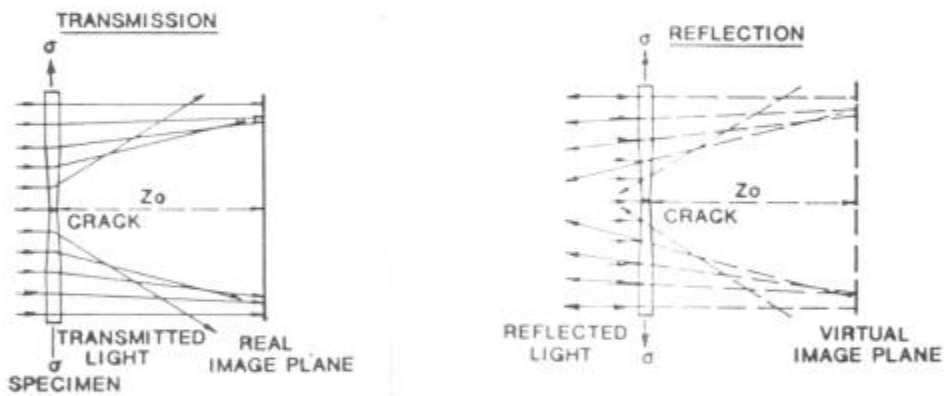


Figura 5-12: Difracción y reflexión de luz en la probeta.

En la forma de transparencia, las ondas luminosas que inciden perpendicularmente sobre la cara lateral de la probeta son difractadas, emitiéndose el haz de luz difractado en un cierto ángulo. Debido al campo de deformaciones, la cara de la probeta deja de ser plana en la zona dominada por el factor de intensidad de tensiones existente, que define el ángulo del haz difractado.

En la forma de reflexión, la diferencia con el método de transparencia, es que las ondas luminosas son reflejadas, siendo válido el razonamiento anterior. En ambos casos las ondas luminosas refractadas o reflejadas son proyectadas en un plano de proyección. Sobre el plano de proyección la punta de la fisura en propagación se observa como una sombra circular rodeada de un intenso haz de luz (*caustic*), cuanto mayor es la zona deformada, mayor es el diámetro de la sombra observada (fig. 5-14). Nuevamente para el cálculo de la tenacidad dinámica del material se realiza un adecuado análisis de las fotografías tomadas a alta velocidad.

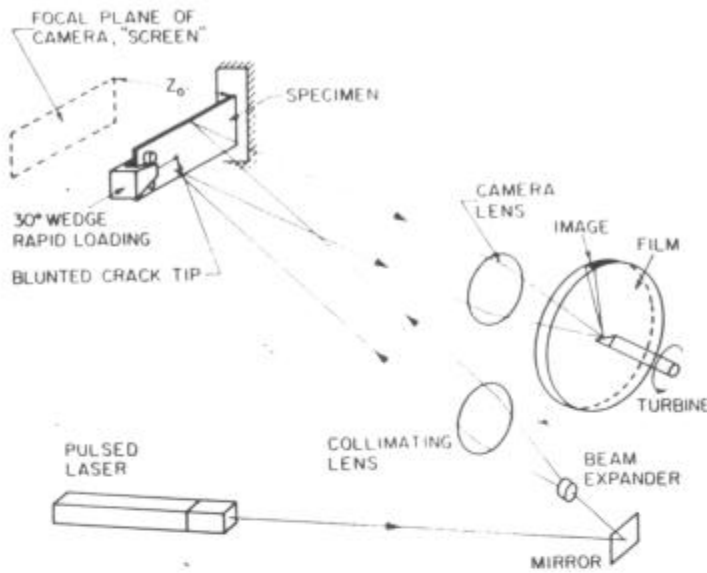


Figura 5-13: Dispositivo experimental empleado.

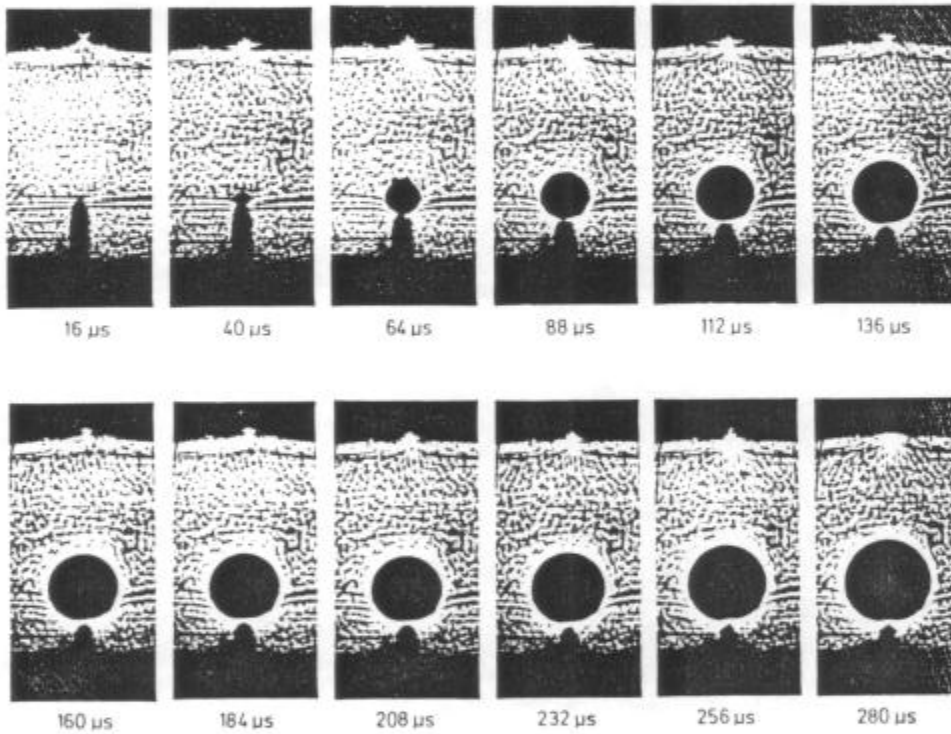


Figura 5-14: Patrón de interferencia por el método de *caustic* en un ensayo dinámico.

Estos ensayos son intrínsecamente complicados de llevar a cabo sobre probetas pequeñas, no habiendo hasta el momento casos en que hallan sido aplicadas en probetas de plena escala en ensayos como los realizados en este trabajo. Sin embargo, de los ensayos de laboratorio puede inferirse el comportamiento general que tendrán los materiales bajo condiciones de fractura dinámica.

Una curva típica de tenacidad dinámica del material hallada con los métodos descritos se muestra en la figura 5-15. Se observa que a bajas velocidades de propagación de la fractura los valores de K_{ID} son independientes de la velocidad, pero estos valores se incrementan asintóticamente a valores infinitamente grandes

cuando $v \rightarrow v_{Lim}$, la velocidad límite de propagación de la fractura en las condiciones ensayadas. En la condición en que $v=0$, el valor de la tenacidad dinámica es $K_{ID}=K_{IA}$, la tenacidad dinámica de arresto del material. Uno de los trabajos más interesantes sobre este tema es el realizado por T. Kanazawa et al. [89] en donde se ensayaron probetas de aceros de buques para hallar la tenacidad dinámica y su variación con la temperatura (fig. 5-16).

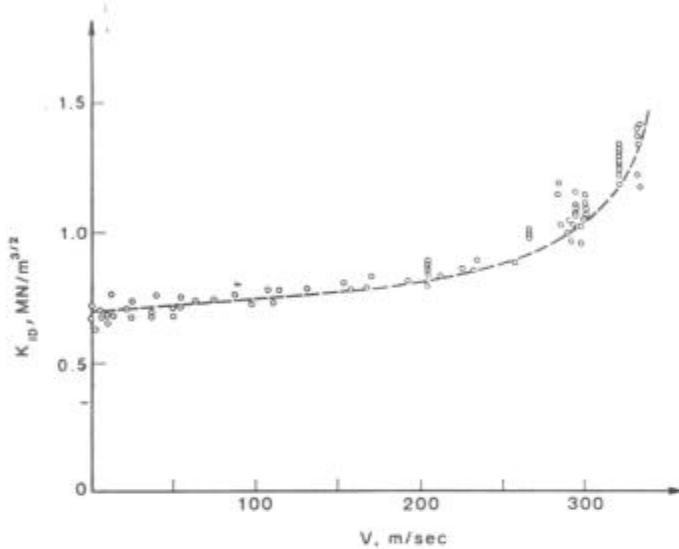


Figura 5-15: Curva típica de variación de la tenacidad dinámica del material en función de la velocidad de propagación de la fractura.

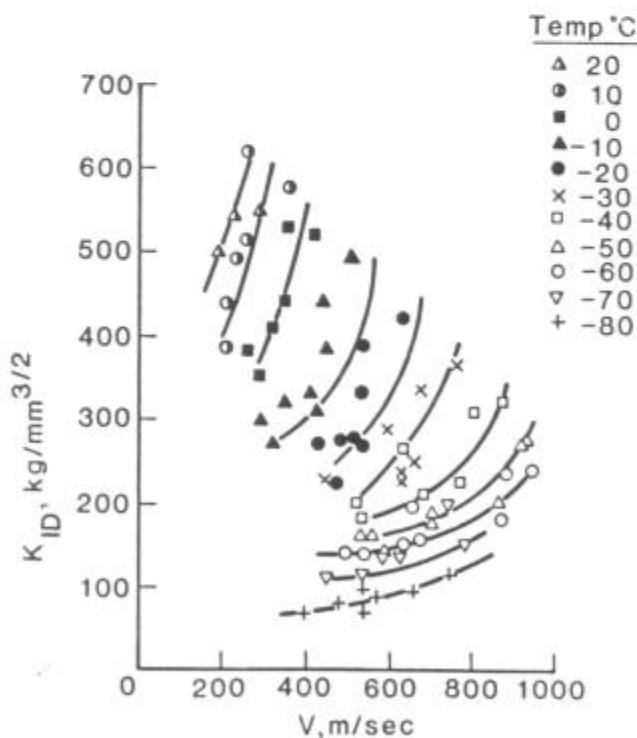


Figura 5-16: Variación de la tenacidad dinámica de un acero de buques en función de la temperatura de ensayo.

En general el valor de K_{IA} es menor que el valor de K_{IC} , la tenacidad estática del material al inicio de la propagación de fisuras. Esto es debido a que en el inicio cuasiestático de la propagación, una gran cantidad de energía es absorbida por la zona de deformación plástica que rodea a la punta de la fisura. Al propagarse la fisura, la deformación plástica será menor debido a la conjunción de dos efectos: i) el aumento de la tensión de fluencia con la velocidad de deformación, y ii) el menor tiempo disponible para que se produzca la deformación plástica antes de que la zona de concentración de tensiones halla pasado por un punto en particular.

La dependencia de K_{ID} con la velocidad puede ser representada por la siguiente relación empírica

$$K_{ID} = \frac{K_{IA}}{\left(1 - \frac{v}{v_{Lim}}\right)^m} \quad [5-29]$$

en donde K_{IA} , v_{Lim} y m , son constantes a determinar para cada material. De los ensayos realizados por Kanazawa et al. es posible extraer la velocidad límite de propagación a medida que aumenta la temperatura de ensayo. En la figura 5-17 se observa que esta variación es prácticamente lineal dentro del rango de temperaturas ensayadas.

De los datos experimentales no es posible inferir una única dependencia del valor dinámico de tenacidad con la velocidad para un material, ya que existen variaciones sistemáticas de este valor con la geometría de la probeta (fig. 5-18), posiblemente debido a los procesos no lineales que tienen lugar en la punta de la fisura.

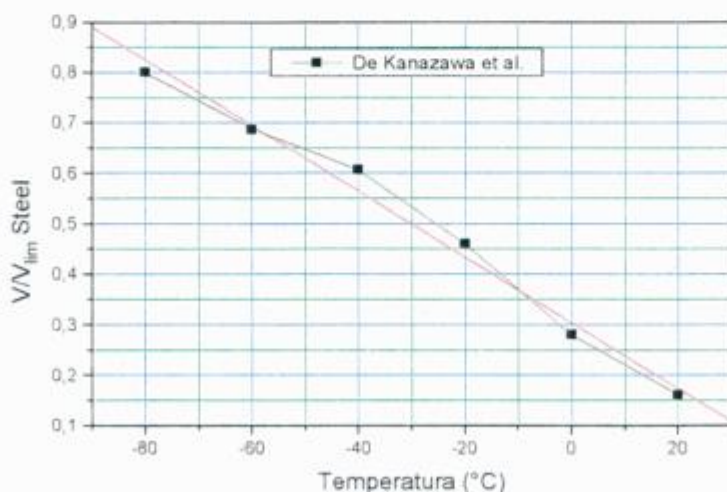


Figura 5-17: Variación de la velocidad límite de propagación de la fractura en función de la temperatura.

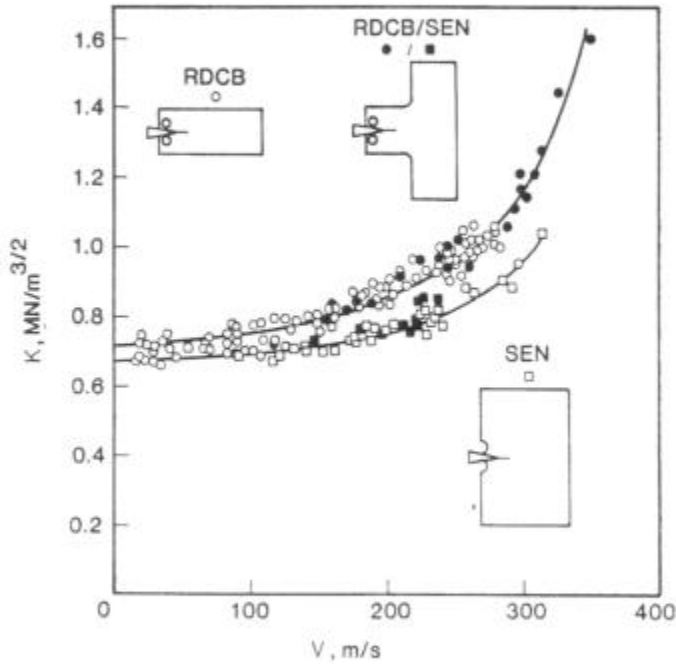


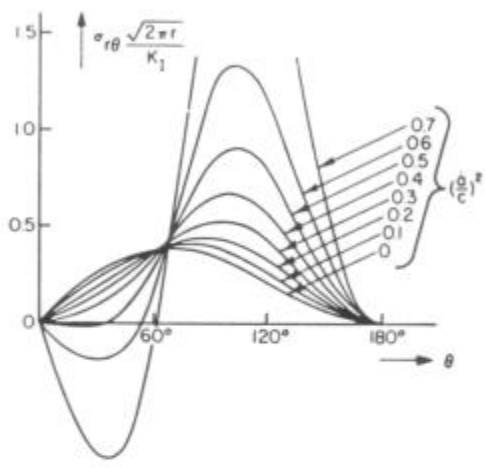
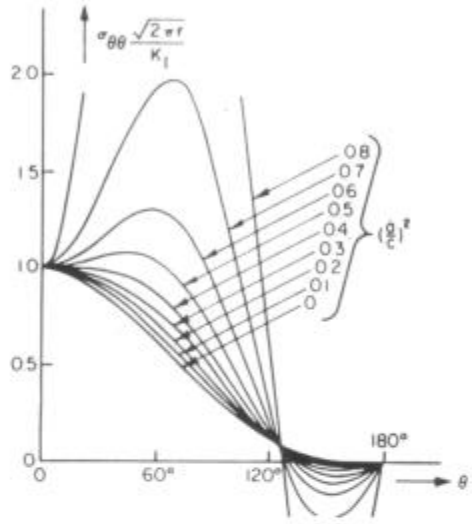
Figura 5-18: Variación de la tenacidad dinámica en función de la geometría de la probeta.

5.6 Bifurcación de la Fisura

En la sección 2.4 se había visto que el campo de tensiones en un cuerpo que posee una fisura podía ser expresado por la ecuación 2-28. En esa expresión los valores de las funciones f_{ij} y g_{ij} eran dependientes del ángulo α que se encontraba el punto en estudio. Al tratar el cálculo del factor de intensidad de tensiones dinámico, esta función angular es además dependiente de la velocidad de propagación de la fractura [90, 91]. Elizabeth H. Yoffe [18] desarrolló un modelo matemático para calcular en forma cuantitativa las tensiones actuantes en la zona próxima a la punta de una fisura en propagación con el propósito de explicar la tendencia de la misma a curvarse o bifurcarse a altas velocidades de propagación. Las hipótesis que tomó para poder realizar el modelo fueron que la fisura se propaga sin cambio de longitud a una velocidad constante v en un cuerpo elástico infinito sujeto a un estado de tensión remoto σ , que actúa en forma normal al plano de la fisura. En la figura 5-19 se observa parte de la solución hallada por Yoffe, en donde las tensiones $\sigma_{\theta\theta}$ y $\sigma_{r\theta}$ están en función del ángulo θ . Se observa que para valores de $v \approx 0,6.C_2$ el máximo de la tensión $\sigma_{\theta\theta}$ pasa del ángulo $\theta=0^\circ$, al un ángulo $\theta \approx 60^\circ$ lo cual explicaría la tendencia de la fisura a curvarse.

Sin embargo esta teoría no es actualmente aceptada por las siguientes razones

- Los ángulos de bifurcación de fisura son aproximadamente el doble de los observados experimentalmente [92].
- La bifurcación de la fisura ocurre a velocidades menores que las que la teoría indica como favorecedoras de dicho evento.
- Las tensiones máximas halladas no son tensiones principales.



a)

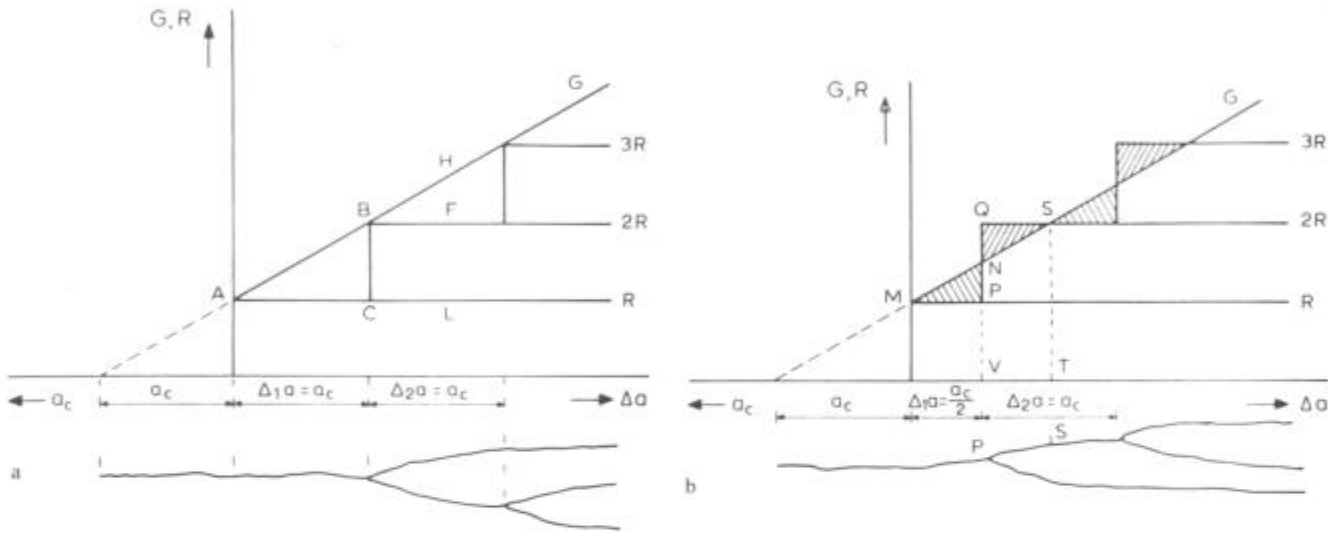
b)

Figura 5-19: Variación de la tensiones a) $\sigma_{\theta\theta}$ y b) $\sigma_{r\theta}$ en función del ángulo θ parametrizadas con la velocidad de propagación de la fractura.

Otra de las teorías que intentan explicar el fenómeno es la propuesta por varios investigadores, entre ellos B. Cotterell [93] en la cual cuando la fisura se propaga a alta velocidad, un incremento en la fuerza impulsora de fisura sólo produciría sucesivas bifurcaciones de la misma. Esto puede verse esquemáticamente en la figura 5-20. Si se supone un cuerpo idealmente frágil, la energía absorbida durante la propagación de la fisura es debida a la creación de superficie de fractura e independiente de la velocidad de propagación de la misma. Teniendo en cuenta el modelo energético de propagación de fracturas propuesto por Mott [8], a medida que avanza la fisura, la fuerza impulsora de fisura crece de manera lineal con la longitud de la misma, mientras que la resistencia del material a la propagación de la fisura permanece constante, siendo el área sombreada de la figura 5-7, la energía que sobra en el proceso de fractura y se transforma en energía cinética. Al llegar la fisura a la velocidad límite ya no le es posible seguir absorbiendo más energía.

Cualquier incremento en la fuerza impulsora de fisura producirá la bifurcación de la misma. En la figura 5-20a, cuando la fisura avanza una longitud $\Delta_{1a}=a_c$, el área encerrada por el triángulo ABC, representa la energía necesaria para que la fisura llegue a la velocidad límite, produciéndose su bifurcación y aumentando la resistencia a la propagación de fisuras de R a 2.R, lo mismo ocurre cuando la fisura avanza el tramo $\Delta_{2a}=a_c$, y así sucesivamente, siendo a_c , la longitud de fisura crítica para la bifurcación de la misma.

En realidad no es necesario que la longitud de la fisura llegue al valor de a_c para que se produzca la bifurcación de la misma. En la figura 5-15b se observa que el área encerrada por el triángulo MPN, en el cual la fisura avanzó una longitud $a_c/2$, representa la energía cinética acumulada por el cuerpo. Esta energía cinética puede ser utilizada para producir nuevas superficies de fractura, lo cual está representado por el área del triángulo NQS. Por lo tanto se ha llegado a la longitud crítica de fisura a_c para que se produzca la bifurcación de la misma, pero la velocidad de propagación de fisura es menor a la velocidad límite.



a) b)
Figura 5-20: Energía absorbida por la ramificación de la fractura.

H. Anderson [94], realizó el cálculo del factor de intensidad de tensiones para fisuras bifurcadas de una longitud infinitesimal. Asumió que la bifurcación de la fisura ocurrirá para el ángulo en el que el valor de K_I es máximo, prediciendo que el ángulo entre dos ramas debería ser de alrededor de 60° . Sin embargo, los experimentos realizados por Kalthoff [92] indican que el ángulo de bifurcación es en realidad de 30° . Kalthoff sugirió un criterio para la determinación de la bifurcación de la fisura basado en la consideración de los modos I y II de fractura. En un estudio numérico determinó que para dos fisuras orientadas en un ángulo de 28° , el valor de $K_{II}=0$, y el crecimiento de la fisura es estable a ese ángulo.

Ramulu y Kobayashi [95, 96] hallaron un criterio que parece estar de acuerdo a las observaciones experimentales realizadas en probetas de Homalite 100 y aceros de tubos de conducción entre otros materiales utilizados. La condición necesaria para que ocurra la bifurcación de la fisura es que el valor de $K=K_{lb}$, en la que K_{lb} es una constante del material, mientras que la condición suficiente es que $r_0 < r_c$, donde r_0 es una distancia característica dominada por el estado de tensión local y r_c es una propiedad del material.

Experimentalmente en un trabajo de Knauss et al. [97] se observó el camino de la fractura en ensayos de propagación dinámica de las mismas. En estos ensayos sistemáticamente se disminuía el ancho de una placa plana mientras se aplicaba la misma tensión remota en los diferentes ensayos. Debido a los efectos de reflexión de las ondas elásticas en los bordes de la probeta, a medida que se disminuía el ancho de la placa la fractura dejaba de propagarse en línea recta, y a anchos de placa menores la misma se ramificaba (fig. 5-21).

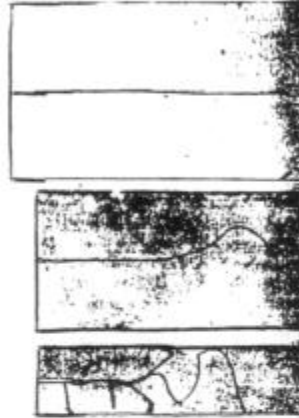


Figura 5-21: Variación del camino tomado por la fisura con el cambio del ancho de la placa.

5.7 Arresto de la Fisura

Si bien el control de la integridad de una estructura está basado, desde el punto de vista fractomecánico, en la prevención del inicio de la propagación de fisuras, en muchos casos no existe la certeza de que no ocurra una propagación inestable de la misma. Debido a ello ha tomado un gran impulso el estudio del arresto de la propagación de una fractura como medida de seguridad ante una eventual propagación. Esto es de suma importancia en los casos de choque térmico en los recipientes de presión de las centrales nucleares y la propagación axial de fisuras en las tuberías de conducción de gas. Accidentes ocurridos en la práctica muestran que en gasoductos la fractura puede llegar en ocasiones a varios kilómetros de extensión [98].

Al igual que en el capítulo referido a la propagación de fisuras, aquí se consideran dos enfoques dentro de la mecánica de fractura elastodinámica, ellos son el enfoque estático y el cinético. Desde el enfoque estático propuesto por G. R. Irwin y A. A. Wells [99] existe una propiedad del material dada por el parámetro K_{Ia} , que caracteriza al mismo al arresto, al igual que lo hace K_{Ic} con la iniciación de la propagación de fisuras. El enfoque cinético, a diferencia del estático, considera al arresto como la imposibilidad de continuar el proceso de la propagación de fisuras.

Esto se puede diferenciar más claramente a través de los estudios de la propagación dinámica de la fractura en una probeta DCB (*Double Cantilever Beam*) realizados por Kalthoff et al. [29, 30], Kanninen, Popelar y Gehlen [100, 101].

En estos experimentos se practica una entalla de distintos radios de curvatura en probetas DCB. Las probetas son instrumentadas para medir la velocidad de la propagación de la fisura, y en algunos casos también se miden las tensiones en la zona próxima a la punta de la fisura por métodos ópticos. Debido a las dimensiones de la probeta DCB, esta probeta es considerada una de las más *dinámicas*, ya que es muy poco el tiempo necesario para que la onda de tensión se refleje en el borde de la probeta y retorne a la punta de fisura. Para iniciar la propagación de la fisura se inserta una cuña a la probeta, de manera cuasiestática. Debido a que la punta de la fisura tiene diferentes radios de curvatura, el factor de intensidad de tensiones al cual comienza la propagación K_Q es arbitrariamente mayor que K_{Ic} . De esta forma, con la relación K_Q/K_{Ic} , se puede variar la energía acumulada en los brazos de la probeta antes de la iniciación de la fractura, la longitud final de la misma y las velocidades de propagación.

Debido a que la propagación de la fisura toma lugar en condiciones de control por desplazamiento, no existe el trabajo de las fuerzas externas. La energía cinética y la de fractura son aportadas por la energía de deformación de la probeta.

Desde el punto de vista estático, la fisura arrestará para la condición en la que

$$K_I = K_{Ia} \quad [5-30]$$

con el valor de K_I calculado de manera estática y K_{Ia} la tenacidad al arresto del material, calculada con las condiciones finales de la probeta: longitud final de fisura y el desplazamiento de la boca de la misma dado por la cuña.

Desde el punto de vista cinético, la fisura arrestará cuando no sea más posible sostener la propagación de la misma. En condiciones dinámicas el balance de energía propuesto por Griffith es, como lo indica la ec 5-5

$$G(t) = \frac{dW}{dA} - \frac{dU}{dA} - \frac{dE_k}{dA} \quad [5-31]$$

la propagación de la fisura tendrá lugar mientras

$$G(t) = G_C(v) \quad [5-32]$$

y el arresto ocurrirá cuando esta igualdad deje de ser válida.

En función del factor de intensidad de tensiones el criterio cinético para la propagación de la fisura es que el valor del factor de intensidad de tensiones aplicado debe ser igual al valor crítico. Esta condición puede ser expresada para condiciones de deformación plana como

$$K(t) = K_{ID}(v) \quad [5-33]$$

donde $K(t)$ es calculado a través de 5-31 y $K_{ID}(v)$ es la tenacidad dinámica del material. A diferencia del criterio estático propuesto en la ec. 5-30, la condición para el arresto cinético es

$$K_I(t) < \min_{0 < v < C_R} \{K_{ID}(v)\} \tag{5-34}$$

Esta condición se debe mantener para todo tiempo $t > t_a$, el tiempo al que ocurre el arresto. Si para simplificar el análisis se supone que la tenacidad del material es constante y $K_{Ic} = K_{ID} = K_{Ia}$, utilizando el balance de energía de la ec 5-31, puede ser hallada la velocidad de propagación de la fisura en función de su longitud. Esto es posible ya que el primer miembro de la ec. 5-31 es igual a la energía necesaria para la fractura y se postuló como independiente de la velocidad; en el segundo miembro de la misma ecuación, el trabajo de las fuerzas externas es nulo y la variación de la energía de deformación de la probeta puede ser calculada a través de relaciones de la misma con la apertura inicial, longitud instantánea de la fisura, propiedades del material y geometría de la probeta.

Si bajo la misma hipótesis se realiza el cálculo del factor de intensidad de tensiones de manera estática y se mide el factor de intensidad de tensiones dinámico por métodos fotoelásticos, se observa en la figura 5-22 que en un análisis estático la fisura arrestaría a una longitud a_0^* , mientras que en un análisis dinámico lo hará a una longitud a_0^{**} .

De esto se deduce que el cálculo estático de la propagación dinámica de la fisura es anticonservativo, por lo menos para estas geometrías.

La ecuación 5-34 indica que la fisura arrestará si el valor del factor de intensidad de tensiones es menor que el mínimo valor de la tenacidad dinámica del material, y se mantenga por debajo de ese valor para todo tiempo $t > t_a$.

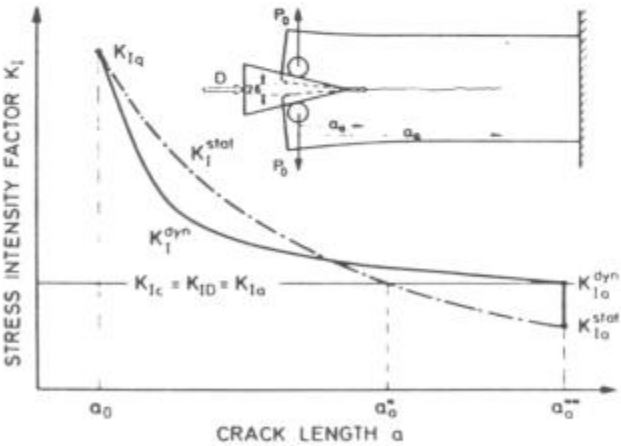


Figura 5-22: Longitudes de arresto estático y dinámico de una fisura.

Este análisis se debe a que los bordes de la probeta reflejan las ondas de tensión y éstas vuelven a la zona de punta de la fisura sumándose al campo de tensión presente.

En la figura 5-23 [102] se observa que a un determinado tiempo la fisura arrestó, pero debido al fenómeno de reflexión de las ondas elásticas, luego continuó avanzando hasta la longitud a .

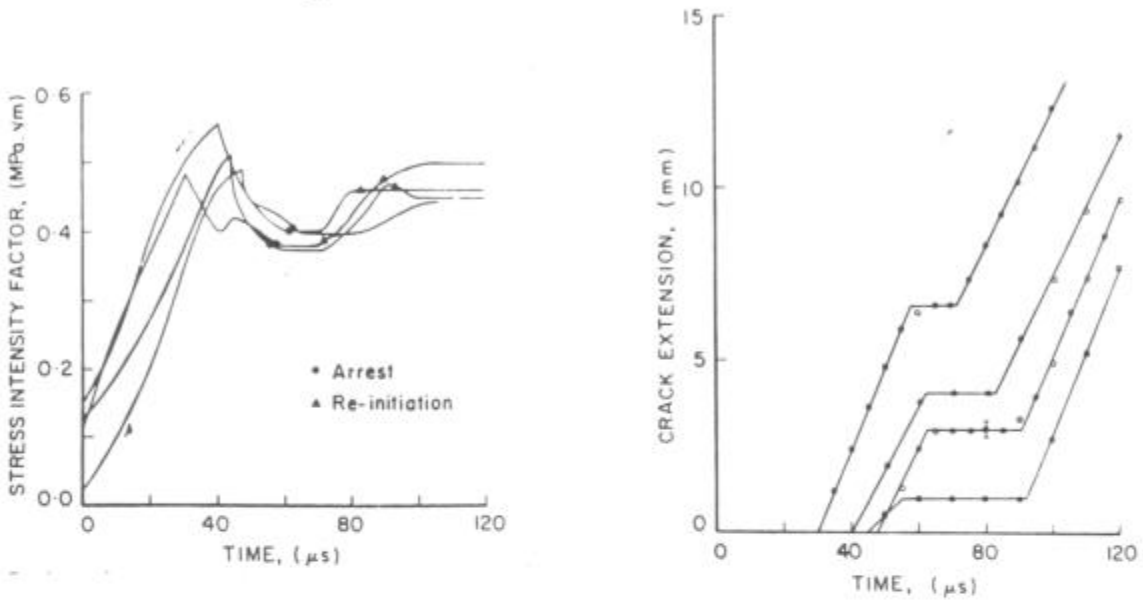


Figura 5-23: Arresto y reiniciación de la propagación de la fractura.

Realizando varios ensayos en los que se cambió la energía acumulada en los brazos de la probeta DCB con el método antes descrito, se observa en la figura 5-2 la variación de las longitudes de arresto y valores estáticos y dinámicos de arresto. Se observa que mientras el valor de la tenacidad estática del material de arresto (K_{Ia}) es variable de acuerdo al valor de la longitud de arresto, su correspondiente valor dinámico (K_{IA}) permanece aproximadamente constante.

Esto claramente indica que el valor de K_{Ia} no es una propiedad del material, sin embargo es una buena aproximación del valor de K_{IA} , y la tenacidad al arresto como propiedad del material calculada estáticamente es conservativa con respecto a la tenacidad dinámica del material. Sin embargo esto no asegura que bajo un análisis estático se pueda predecir de manera conservativa la longitud al arresto de la fisura.

Otro fenómeno que se observa es que para tiempos aproximadamente mayores a 1 msec los valores del factor de intensidad de tensiones van tendiendo al valor calculado estáticamente (fig. 5-24). Esto se produce debido a la disipación de la energía acumulada en el cuerpo.

Como conclusión cabe recordar que la diferencia entre el análisis estático y el cinético, en este caso, pasa por considerar la energía cinética del cuerpo con la fisura en propagación y la reflexión de las ondas elásticas en los límites de la probeta. Para completar el análisis se debería considerar la variación de las propiedades del material con la velocidad de propagación de la fisura.

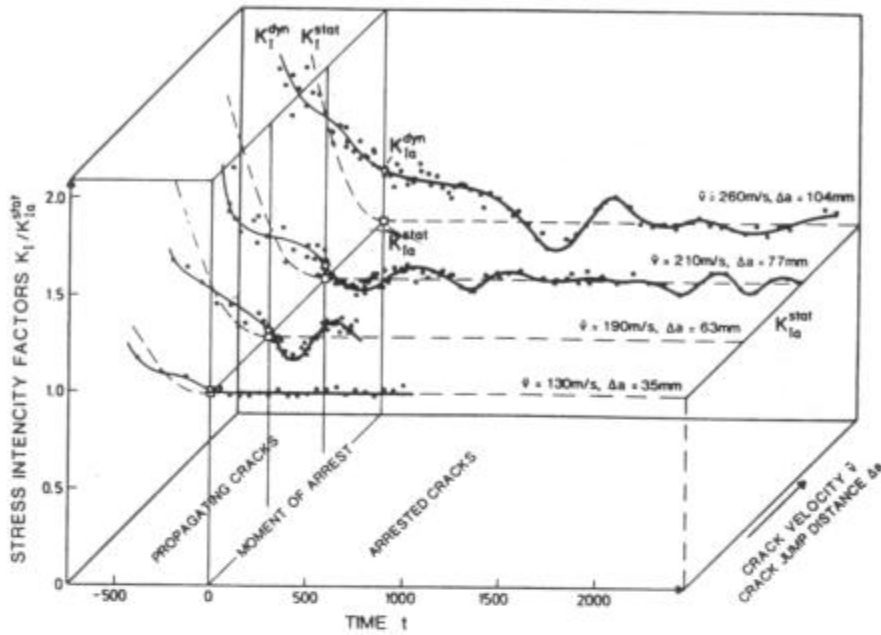


Figura 5-24: Factor de intensidad de tensiones luego del arresto.

5.8 Propagación de Fracturas en Tuberías de Conducción

Uno de los motivos del nacimiento de la mecánica de fractura fue la necesidad de explicar las fallas que aleatoriamente aparecían en estructuras de acero y hallar la forma de prevenirlas. Si bien muchos de estos problemas en la actualidad han sido resueltos satisfactoriamente, las exigencias a las que se ven sometido los materiales son cada vez mayores. Uno de los campos de investigación actual es el diseño de recipientes de presión de reactores nucleares, con el estudio de la fragilización que se produce en ellos por irradiación buscando minimizar los riesgos de operación y maximizar la vida útil de la planta.

También es de gran importancia el estudio de la fractura dinámica de tuberías de conducción presurizadas con gas, en donde las pérdidas económicas y el daño ecológico que produciría una ruptura de las mismas pueden ser considerables. Sobre este tema existe una gran cantidad de trabajos realizados [34, 39-41, 45-47, 103-106] analizando los aspectos teóricos e ingenieriles del mismo.

Dada la complejidad del problema, no es posible hasta el presente realizar un estudio teórico que no deba adoptar una cantidad importante de hipótesis, las cuales restringen la validez de los resultados del mismo a casos particulares, o bien se aproximan parcialmente a los resultados experimentales.

De gran interés es el estudio de estos problemas mediante técnicas de cálculo computacionales en los cuales la restricción más importante que puede evitarse es la de suponer un cuerpo infinito, ya que mediante esas técnicas es posible modelar la geometría del cuerpo y tener en cuenta sus efectos sobre el proceso de fractura.

Experimentalmente se han realizado numerosos ensayos a plena escala en tuberías de conducción, siendo tal vez el más importante, por la cantidad de datos extraídos de los experimentos, el realizado por K. D Ives et al. [34, 106]. Ives et al. determinaron a través de transductores colocados en el tubo, las deformaciones en diversos puntos del mismo, la velocidad de depresurización y la de la propagación de la fractura.

En el seguimiento del proceso de fractura, M. R. Baum [32, 33] determinó con la utilización de técnicas de fotografía a alta velocidad, la geometría que toma la boca de una fisura y el transiente de descompresión en el tubo en base a consideraciones termodinámicas.

Una condición importante en la prevención de la propagación inestable axial de la fractura es la de la pérdida antes que la rotura (*Leak Before Break* ó LBB), siendo la condición buscada en el caso en que la fractura atraviese el espesor de la pared del tubo. Se produce LBB cuando la fractura atraviesa el espesor de la pared del tubo y no continúa una posterior propagación axial de la misma.

La fractura de la probeta se produce en dos etapas. En la primera etapa, una vez alcanzada la presión de explosión, la fisura propaga en dirección radial atravesando el espesor de la pared del tubo. En una segunda etapa, bajo ciertas condiciones, esta fisura pasante podrá propagarse en la dirección axial del tubo.

Para el análisis de la propagación radial y axial de la fractura, se deben conocer la curva de resistencia del material (J_R) y distintas curvas de fuerza impulsora de fisura (J_{app}). Para efectuar este análisis con la ayuda de la figura 5-25 se tomarán ciertas hipótesis que simplificarán al mismo. Estas hipótesis son

- i) El material es isótropo, con lo cual la curva de J_R es la misma en sentido radial y axial.
- ii) Las mismas curvas de J_{app} representan el caso de una fisura en el espesor de la pared que avanza en sentido radial y a una fisura a través del espesor de la pared del tubo que avanza en sentido axial. Estas curvas están parametrizadas con la presión interna del tubo.

Al elevarse la presión del tubo, la curva de J_{app} se irá moviendo hasta que a una determinada presión esta curva se hace tangente en un punto a la curva de J_R . En el caso de la figura 5-25, esta condición se logra con la curva de J_{app} 80. Bajo esta condición, la fisura existente en el espesor de la pared avanza en forma inestable en sentido radial, convirtiéndose en una fisura pasante en la pared del tubo. Desde ese instante el sentido de propagación de la fisura es el axial.

Asumiendo que el mismo gráfico representa la resistencia del material y la fuerza impulsora de propagación de la fractura para esta geometría, se producirá la condición de LBB sólo si la curva de J_{app} está por debajo de la curva de J_{app} tangente a la curva de J_R . Para este caso es la misma curva (J_{app} 80). En caso contrario, comienza la propagación axial inestable de la misma.

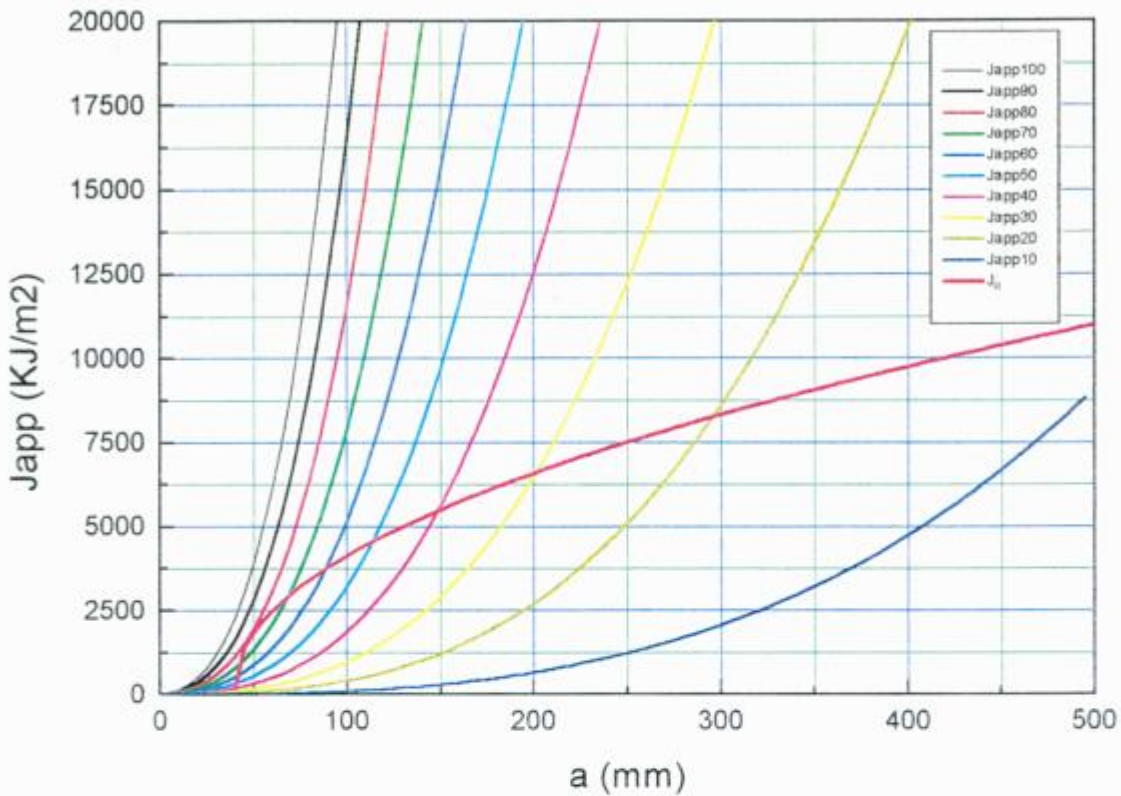


Figura 5-25: Curvas de resistencia del material y fuerza impulsora de propagación de la fractura.

El estudio de la propagación dinámica axial de la fractura necesita del desarrollo de varios puntos que están íntimamente acoplados y dominan al fenómeno, estos son:

- Gradiente de presión existente dentro del tubo
Esto requiere la realización de modelos de fluidodinámica que variarán de acuerdo al tipo y estado del fluido contenido en el tubo.
- Deformación producida en las paredes del tubo
Los modelos de deformación requieren el conocimiento del estado de tensiones del cuerpo, su geometría y las relaciones constitutivas del mismo. A su vez las relaciones constitutivas del material variarán de acuerdo a la temperatura y velocidad de deformación locales a la que ocurre la fractura.
- Cálculo del factor de intensidad de tensiones
Si los puntos anteriores son hallados correctamente y la zona de deformación plástica adyacente a la punta de la fisura no supera cierto valor, es posible hallar el factor de intensidad de tensiones que determinará la fuerza impulsora de la propagación.

- Criterio de fractura

El criterio de propagación de la fractura necesita definir la propiedad del material que debe ser igualada por las condiciones externas para que se produzca el avance de la misma. Esto puede ser descrito por la energía del ensayo Charpy, COD, CTOA, tensión existente delante de la misma, o bien de manera dinámica con los valores de la tenacidad del material en función de la velocidad de propagación de la fractura.

- Ecuación gobernante del proceso de propagación de la fractura

Si se quiere obtener la velocidad de propagación de la fractura es necesario un modelo que relacione las variables anteriores. Uno de los modelos más utilizados propone la conservación de la energía total del proceso. También se utilizan modelos que toman en cuenta el tiempo necesario para que alguna variable tome el valor crítico necesario para que la fractura avance (ej. se produzca la deformación crítica en una zona delante de la punta de la fisura).

- Condiciones para el arresto

Algunos modelos plantean las condiciones necesarias para que se produzca el arresto de la fractura. Plantean cuál es el nivel mínimo de cierta propiedad del material para que ocurra el arresto.

Los modelos teóricos desarrollados para la propagación dinámica de fractura sólo contemplan casos particulares en condiciones de propagación ideales. Por ejemplo M. F. Kanninen [42, 43] propone un modelo en el cual la fisura se mueve a velocidad constante en un tubo de longitud infinita y calcula los estados de tensión y deformación en el mismo. El mismo autor basado en el trabajo de Yoffe [18] calcula cuál será la velocidad límite de propagación en un tubo idealmente frágil de radio R y espesor de pared h, esto es

$$V_{Lim} = \frac{3}{4} C_0 \left(\frac{h}{R} \right)^{\frac{1}{2}} \quad [5-35]$$

expresión que concuerda con los resultados experimentales de los ensayos a plena escala aportados por la literatura [103], como se observa en la figura 5-26.

Emery et al. [35, 37, 38, 39] desarrollaron un modelo utilizando el método de diferencias finitas, para el estudio de la propagación axial de fracturas en tuberías presurizadas con gas o agua a alta temperatura (temperaturas mayores a la de equilibrio líquido-vapor a presión atmosférica). En este modelo plantean las ecuaciones de movimiento del cuerpo a través del cálculo del campo de deformaciones del mismo, teniendo en cuenta las fuerzas de inercia producidas.

El mismo se encuentra acoplado a un modelo de despresurización del fluido.

Para el avance de la fractura el criterio que adoptaron varía de acuerdo si la misma es dúctil o frágil.

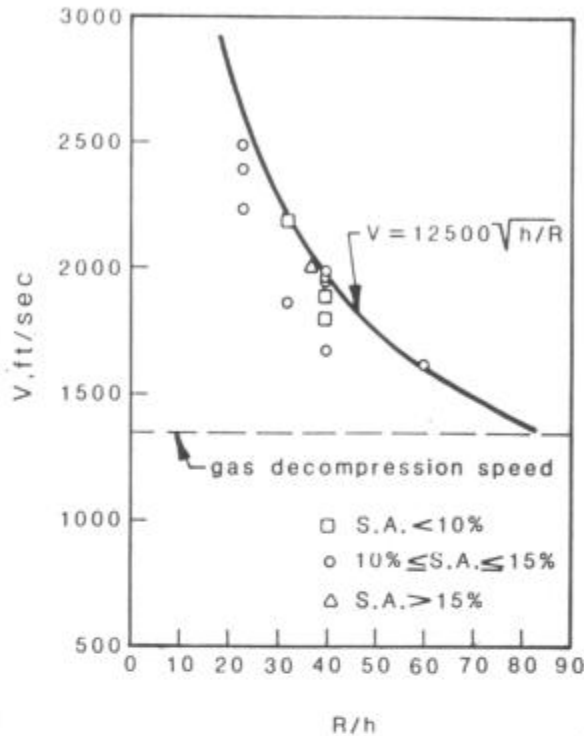


Figura 5-26: Velocidad de propagación límite de fracturas para tuberías de conducción.

Para la ruptura dúctil consideraron que la fisura avanza cuando la deformación transversal en un punto delante de la misma supera un cierto valor, basado en estimaciones metalúrgicas. En la ruptura frágil el criterio de fractura es que la tensión en una cierta zona delante de la fisura supere un cierto valor. Este modelo realiza un interesante análisis del gradiente de presiones existentes en el proceso de fractura, sin embargo debe ser definido a priori el criterio de fractura. A su vez la resistencia a la fractura del material se considera independiente de la velocidad. También concluyen de su trabajo que las *alas* (paredes laterales a la fisura) de la zona de fractura no son importantes en el aporte a la fuerza impulsora de la fractura. Esta observación está en contra de las realizadas por otros investigadores [42-44, 107] que sugieren que esta zona es la principal responsable de dicha fuerza.

Los mismos autores en trabajos posteriores [36, 40, 41] utilizaron el método de anillos cortados (*split rings*) para resolver el mismo problema. Este método considera que el tubo puede ser cortado en rodajas. Se tendrá delante de la fisura anillos enteros y detrás de la misma anillos cortados. Consideraron la deformación de cada anillo independiente de los adyacentes (y los demás), con el argumento de que las tensiones de corte entre las secciones adyacentes son pequeñas. Las aceleraciones de cada anillo están relacionadas con la presión existente en ellos, y el modelo asume que la fractura se propagará cuando el CTOA tome un valor crítico establecido ($CTOA_c$). De los ensayos que realizaron compararon la aceleración radial con la predicha y también fue medido en estos ensayos el valor de $CTOA_c$.

Con este modelo no obtuvieron buenas correlaciones con las velocidades de propagación de la fisura (la velocidad calculada fue 5 veces mayor que la observada). Esto es debido a que el modelo consideró a cada anillo como independiente. Emery et al. realizaron la modificación del modelo de manera simplificada sobre las propiedades de los anillos. Sin ser un procedimiento muy adecuado, el resultado obtenido se aproximó en mayor medida a los resultados experimentales. Un desarrollo más exacto del modelo llevaría a este a una mayor complejidad, dejando los autores abierta la continuación del trabajo.

El grupo de investigación formado por G. Demofonti, M. F. Kaninnen, S. Venzi et al., realizaron un modelo [45-47, 104, 105] sobre la propagación dinámica de fracturas dúctiles en tuberías de transmisión de gas. Este modelo, al igual que el propuesto por Emery et al. tiene como parámetro fractomecánico para la falla del material el valor del $CTOA_C$. Como desarrollo interesante de este trabajo, Demofonti et al. plantean la obtención del valor del $CTOA_C$ a través del método de las dos probetas. El método de las dos probetas consiste en fracturar de manera dinámica probetas de flexión en tres puntos con diferentes secciones de ligamento remanente. De este ensayo se obtiene la tenacidad del material y se la compara con la fuerza impulsora de la fisura, calculada como el ángulo de apertura de la boca de la fisura en las condiciones del problema. Al igual que en el trabajo de Kaninnen, determinan la fuerza impulsora de propagación de la fisura en condiciones estacionarias de propagación, hallando que la misma tiene un máximo, a longitud de fisura constante, a una determinada velocidad de propagación. Si este máximo es mayor que la tenacidad del material dado por el valor del $CTOA_C$, la fisura continuará en propagación. Con este método obtienen una buena correlación en la predicción de si la fisura se propaga o arresta bajo determinadas condiciones, lo cual era el objetivo del trabajo.

L. B. Freund et al. [44] desarrollaron otro modelo sobre la propagación de fracturas dúctiles en tuberías presurizadas con gas. Uno de los puntos más interesantes de este trabajo es la consideración de una longitud efectiva de fisura. Hallaron que la longitud efectiva de fisura es corta en relación al diámetro del tubo. La fuerza impulsora de la propagación de la fisura fue tomada en base al cálculo del gradiente de presión dentro del tubo y a factores de corrección por la deformación que produce una fisura axial (*bulging*). La dinámica del gas fue tomada como un flujo compresible unidimensional en la dirección axial del tubo. La presión dentro del tubo fue tomada como la existente en la punta de la fisura para la zona delante de la misma, y con un decaimiento lineal hasta la presión atmosférica en una longitud dada detrás de la misma. El criterio de fractura fue tomado como una modificación del COD_C , sin embargo este parámetro fue determinado de ensayos Charpy. Las ecuaciones que gobiernan el proceso de propagación de la fractura incluyen los efectos de inercia, los que fueron derivados del principio de trabajos virtuales. De esto fue calculado el valor de COD en función de la velocidad de propagación de la fractura y fue comparado con el valor del COD_C , determinado de los ensayos Charpy. El análisis quedó abierto a futuros desarrollos debido a que el modelo de despresurización debía ser mejorado teniendo en cuenta la geometría y

propiedades del material, para calcular la longitud en donde postularon que la presión interna sería la atmosférica.

Como desarrollo interesante de este trabajo, Freund et al. calcularon las deformaciones axiales en una zona cercana a la punta de la fisura relacionando directamente a este valor con la tendencia de la fisura a ramificarse. Postularon que a una dada apertura de la boca de la fisura la deformación axial y la tendencia a la ramificación de la fisura son inversamente proporcionales al cuadrado del radio del tubo.

Otro modelo desarrollado para la propagación de fracturas dúctiles en tuberías de conducción es el realizado por W. A. Poynton et al. [108]. En el trabajo propusieron un balance de energía para la propagación de fracturas dúctiles en régimen estacionario. Utilizando modelos simplificados para calcular la deformación de las paredes del tubo hallaron la energía cinética del sistema. La resistencia a la fractura del material fue hallada a través de ensayos Charpy. Postularon que la energía absorbida en los ensayos Charpy realizados por encima de la temperatura de transición, subestiman los valores de la energía de fractura. Esto lo motivan a las diferencias geométricas entre la probeta Charpy y el tubo. Esta suposición resulta sospechosa debido a que en general la energía absorbida en los ensayos Charpy incluye una gran cantidad de energía para la iniciación de la propagación de la fractura, lo cual no está presente en la propagación de la fractura en los ensayos a plena escala. También la deformación plástica de la probeta Charpy es mayor a la producida en los ensayos de plena escala, debido a las menores restricciones geométricas. Como resultados Poynton et al. proponen una relación teniendo en cuenta la energía del ensayo Charpy para predecir el arresto o la propagación de la fractura.

5.9 Motivación del Presente Trabajo

La utilización de tuberías de conducción de gas en zonas árticas requiere del conocimiento del comportamiento fractomecánico de las mismas, necesario para prevenir la propagación axial inestable de la fractura. Esta falla puede ser controlada de dos maneras: i) satisfacer las condiciones para obtener LBB (*Leak Before Break*) y ii) arrestar la fractura una vez que ésta haya comenzado su propagación axial.

La condición de LBB implica que la fractura atraviesa el espesor de la pared del tubo, sin continuar la propagación axial posterior de la misma.

El arresto de la fractura una vez comenzada su propagación axial puede ser realizado de dos maneras: i) mediante un adecuado diseño de la instalación (arrestadores de fracturas, geometría, etc.) y ii) obtener, mediante la adecuada selección del acero, velocidades de propagación de la fractura menores a la velocidad de propagación del sonido en el fluido conducido. Con esta última condición la fractura propagará hasta que la presión dentro de la tubería disminuya a un valor que produzca el arresto dinámico de la fractura.

Asimismo es de suma importancia definir qué ensayos caracterizan las propiedades de fractura dinámica del material de manera confiable y qué variables se deben tener en cuenta para la calificación del producto para aplicaciones a bajas temperaturas.

En el presente trabajo se llevaron a cabo experimentos de explosión a plena escala en tubos de conducción diseñados para servicio ártico, a temperaturas de hasta -60°C , y se realizó el modelado de los mismos.

Debido a la complejidad de cálculo que supone la realización de modelos de propagación de fractura como los planteados en la sección anterior, se han adoptado ciertas simplificaciones que permiten obtener resultados cuantitativos interesantes. Se reanalizó y modificó el modelo de propagación de fracturas sugerido por Mott [8] y completado por Robert & Wells [19], proponiéndose un nuevo punto de vista de las variables relacionadas con el proceso de propagación de la fractura y su interdependencia.

En los trabajos citados en el párrafo anterior se considera el balance de energía propuesto por Griffith, con el agregado de un término que considera la energía cinética. Para el cálculo de esta energía cinética es necesario conocer el campo de deformaciones del cuerpo, y su derivada con respecto al tiempo. Debido a la divergencia del cálculo de la energía cinética para una placa infinita con una propagación dinámica de la fractura, Roberts & Wells consideraron que la masa efectiva en movimiento está centrada en la punta de la fisura y tiene un radio r determinado por la velocidad de propagación de las ondas elásticas en el medio. Esta masa en movimiento es variable. El modelo propuesto por Mott presenta el cálculo de la energía cinética acumulada en el cuerpo, de manera tal que la misma posea la misma ley de variación que la fuerza impulsora de la fractura. De esta manera se asegura la convergencia de la velocidad límite a un valor finito.

Es indudable que el principio de la conservación de la energía debe cumplirse para todos los sistemas y fue ampliamente utilizado en el modelado de la propagación dinámica de fracturas como ecuación básica del mismo. Roberts & Wells consideraron que la energía se conserva en la masa variable que se mueve en la punta de la fisura. Desde otra óptica, es posible pensar que a esta masa efectiva que se encuentra a una cierta velocidad, con la extensión de la fractura se le agrega un diferencial de masa que se halla en reposo. Se tiene entonces un problema de choque y la ecuación que puede plantearse es la de conservación del impulso, observándose la conservación de la energía cinética en el caso de choque elástico.

Con esta base se realizó al modelo planteado en el presente trabajo. Se postuló que la fuerza impulsora del movimiento viene dada por la diferencia entre el valor de la fuerza impulsora de la propagación de la fractura y la tenacidad dinámica del material.

Bajo estas hipótesis, y en base a las restricciones físicas del problema, se determinó la masa efectiva en movimiento durante la propagación de la fractura

Mediante los experimentos a plena escala, el modelo desarrollado y bibliografía, fue posible determinar las propiedades a la propagación dinámica de fracturas de dos de los materiales utilizados. También se hallaron las condiciones a las cuales se producirá LBB.

Con los parámetros hallados quedó caracterizado el material en su comportamiento a la propagación dinámica axial de fracturas a bajas temperaturas.

6 Desarrollo Experimental

6.1 Descripción del Ensayo

Los ensayos de explosión a plena escala en tubos de conducción realizados en este trabajo, tienen el objetivo de evaluar la tenacidad del material en condiciones dinámicas de propagación de la fisura. Una de las formas de realizar esto es a través de la medición de la velocidad de propagación de la misma; la observación del aspecto de la superficie de fractura y del camino que esta toma en su propagación. Mediante estos ensayos también es posible hallar las condiciones en las que se producirá la pérdida antes que la rotura (LBB). Se produce LBB cuando la fractura atraviesa el espesor de la pared del tubo y no continúa una posterior propagación axial de la misma.

La probeta es un tubo de una longitud de 2 m, a la cual se le sueldan tapones en ambos extremos. En la parte media de la misma se practica una entalla longitudinal maquinada en U, que de acuerdo al ensayo puede poseer una longitud de 120 a 180 mm y una profundidad que varía desde el 50% hasta el 90% del espesor de la pared del tubo (fig 6-1). La herramienta de corte utilizada para producir esta entalla posee un radio de 50 mm y un ancho de 1 mm.

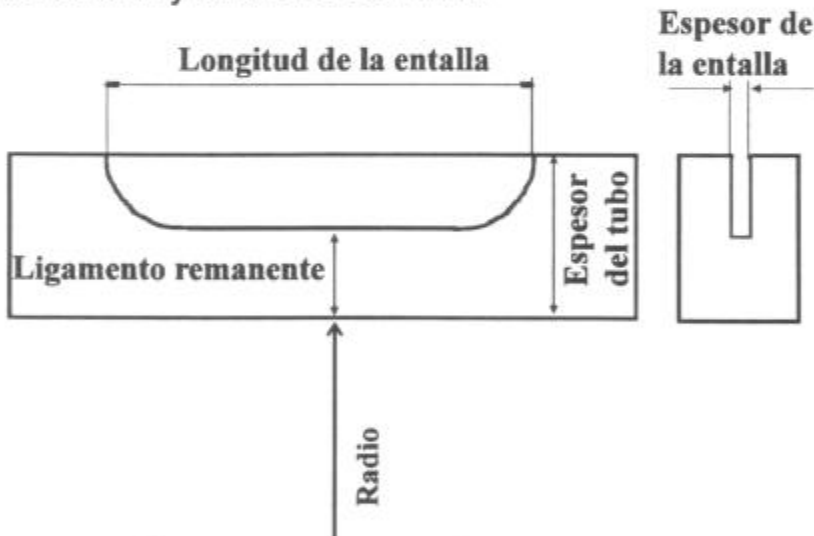


Figura 6-1: Geometría de la entalla.

Para la medición de la velocidad de propagación de la fisura, se colocan en cada lado de la entalla ocho *timing wires* o tiras de medición. Los *timing wires* son tiras delgadas (el espesor es $< 0,1$ mm) de cobre de un ancho de 5 mm y 300 mm de largo. La preparación de la superficie en donde serán adheridas estas tiras consta de un pulido y la aplicación de una capa de aproximadamente 1 mm de *silicone rubber* (polímero elástico), el cual posee características aislantes, resistencia al ataque del alcohol etílico y no se fragiliza a temperaturas de -60°C . Las tiras de medición son adheridas a una cinta de papel que actúa como guía, y la tira junto a la cinta se pegan sobre el polímero.

Una vez pegadas las tiras y soldados los cables que las conectan al circuito externo, se coloca encima de las mismas otra capa similar de polímero, quedando las tiras aisladas tanto del tubo como del medio. La tira más cercana a la entalla se coloca a una distancia de 10 mm de la punta de la misma, mientras que las restantes a 25 mm de separación entre sí. En la figura 6-2 pueden observarse las tiras montadas en un tubo con entalla.

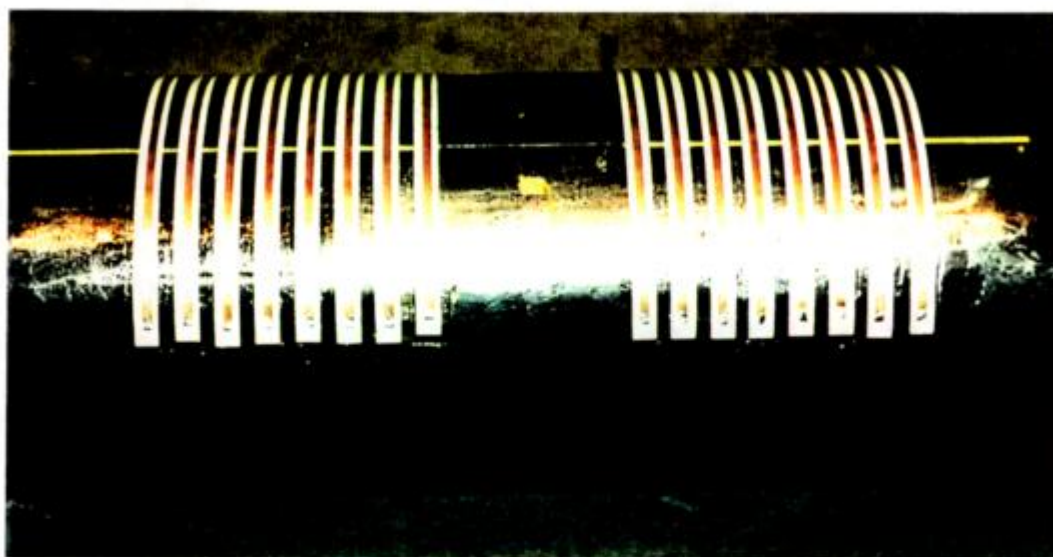


Figura 6-2: Tiras de medición montadas en el tubo.

El circuito externo posee una fuente que alimenta a las tiras con una corriente de 50 mA, para evitar problemas de ruido en la señal obtenida. Al realizarse el ensayo de explosión del tubo, la propagación de la fractura corta a su paso las tiras de medición. Estas tiras se encuentran conectadas a un osciloscopio que posee una velocidad máxima de barrido de 50 MHz. Cada tira cortada genera en el osciloscopio un escalón de tensión de 0,4 V, a intervalos de tiempo dados por la velocidad de propagación de la fisura y el camino tomado por la misma entre las tiras.

Intermedio entre las tiras y el osciloscopio, está instalado un *debouncer/fuente*, el cual tiene las siguientes funciones: i) alimentar a las tiras del lado de alimentación de las mismas y ii) una vez cortada una tira, anular la posibilidad de recibir una señal de tensión del lado de salida de la misma, debido a algún contacto fortuito entre las secciones cortadas de la tira, evitando así señales falsas.

Los datos adquiridos por el osciloscopio son almacenados en una computadora para su posterior análisis.

El esquema del dispositivo empleado para la realización del ensayo puede observarse en la figura 6-3.

El comienzo de la adquisición de datos en el osciloscopio es dado por el corte de la primera tira del lado izquierdo de la entalla. Un ejemplo de adquisición de esta señal se muestra en la figura 6-4. Cada salto de 0,4 V en el valor de la tensión implica la rotura de una tira de medición.

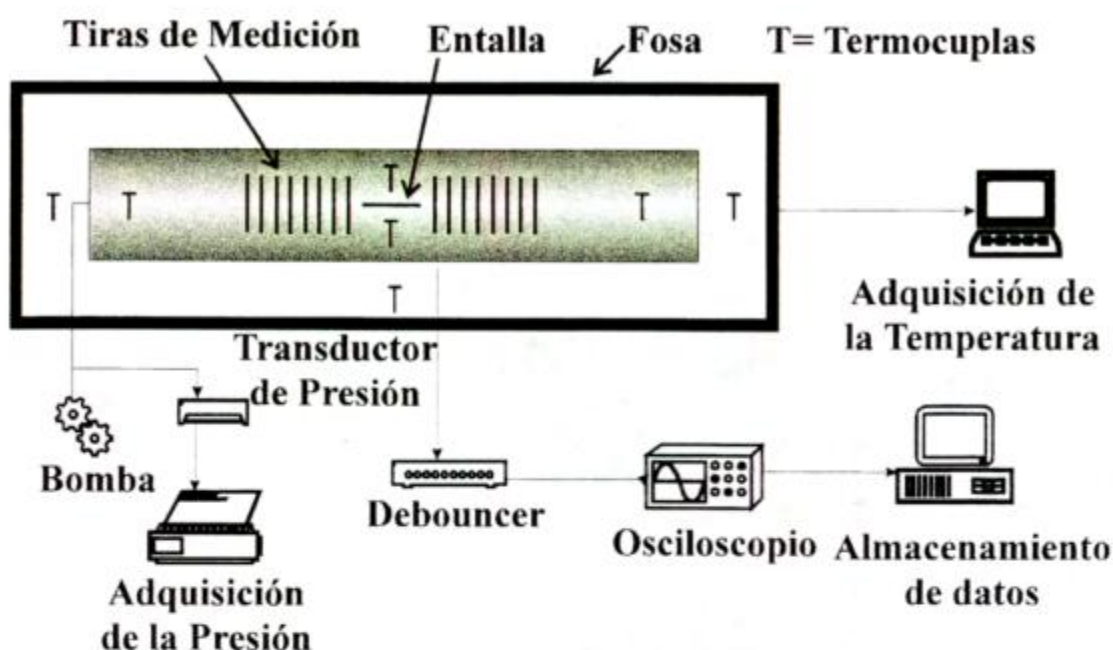


Figura 6-3: Dispositivo empleado para el ensayo.

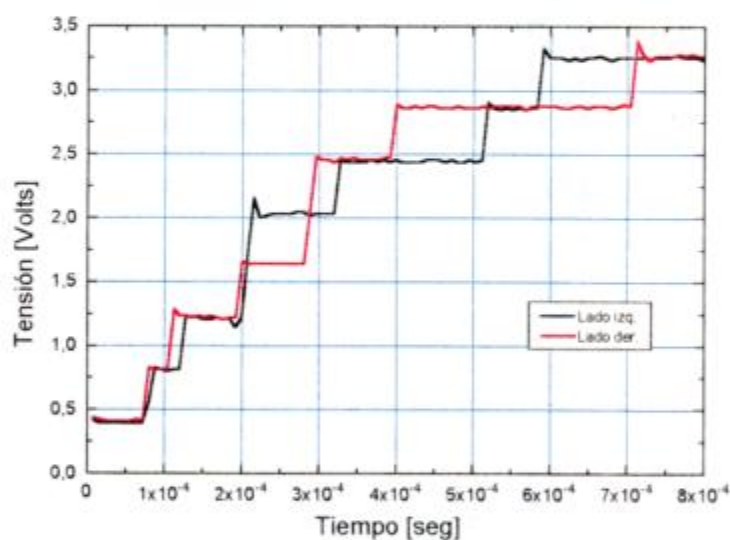


Figura 6-4: Ejemplo de adquisición de datos de las tiras de medición.

Una vez preparadas las tiras, la probeta y la cuba de enfriamiento son llenadas con alcohol etílico, cuya temperatura de solidificación es de aproximadamente -115°C . Luego de ser colocado en la cuba, el tubo es enfriado hasta la temperatura de ensayo por medio de panes de CO_2 . El control de la temperatura de ensayo es realizado a través de la colocación de cuatro termocuplas envainadas tipo K en el tubo y tres en el baño. La homogeneidad del baño es lograda mediante la agitación del mismo, producido por el continuo burbujeo de la sublimación del CO_2 . Durante el enfriamiento se registra la evolución térmica del baño y la probeta (fig. 6-5), obteniéndose un error típico en la temperatura final del ensayo, con respecto a la establecida para el mismo, de $\pm 1,5^{\circ}\text{C}$.

Una vez alcanzada la temperatura de ensayo, el tubo es presurizado hasta la rotura del mismo (presión de explosión), mediante una bomba hidroneumática a una velocidad aproximada de 1000 psi/min.

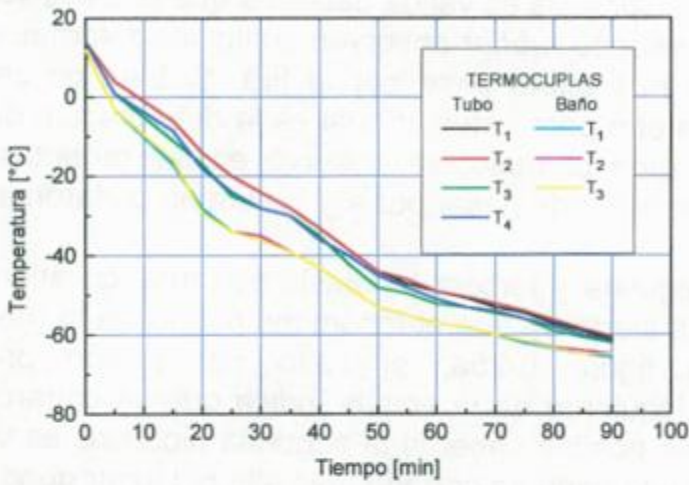


Figura 6-5: Ejemplo típico de la evolución térmica del baño y el tubo.

6.2 Interpretación de los Datos Obtenidos Mediante las Tiras de Medición

El dispositivo empleado para la medición del avance de la fractura en función del tiempo (tiras de medición, debouncer/fuente y osciloscopio), genera en el ensayo indeterminaciones que deben ser tenidas en cuenta en la evaluación de los datos adquiridos.

Debe notarse que en los ensayos realizados, el proceso de propagación de la fractura a través del total de las tiras de medición toma un tiempo menor al milisegundo (ej. fig. 6-4), lo cual hace extremadamente difícil el seguimiento del proceso de fractura con cualquier técnica empleada (fotografías de la fractura a alta velocidad, caída de potencial con el avance de la fractura, tiras de medición, emisión acústica, etc.).

Para la evaluación de los datos adquiridos se asume que el valor de tiempo medido en el osciloscopio, dado por la abscisa de los gráficos extensión de la fractura vs. tiempo (fig. 6-4), es correcto.

Se asume toda la incertidumbre de la rotura de la tira en el valor de la ordenada. Es decir, el tiempo al cual se produce el salto de tensión es aquel en el que se cortó la tira, mientras que no es posible saber si la tira se cortó o no en el momento en el que la punta de la fractura pasó por la misma. Debido a esto se asumen las siguientes hipótesis:

- i) La tira no pudo cortarse antes de que la fractura pase por la misma.
- ii) La tira no pudo cortarse luego de que la fractura haya llegado a la tira siguiente.
- iii) A la última tira se le asigna una indeterminación igual a la anterior.

iv) En el caso en el que ocurra la ramificación de la fisura, para tomar la distancia real recorrida por la fractura entre tiras consecutivas, se toma la distancia dada por la rama que haya tenido mayor longitud de propagación.

En este caso la primera hipótesis es válida debido a que la elasticidad de la tira de medición y la base de *silicone rubber* absorben cualquier deformación presente en la etapa previa a que la fractura pase por la tira. Si bien no se han realizado experimentos de laboratorio para estudiar cuál es la deformación que soportaría el sistema tira/base antes de cortarse, se observó en las probetas utilizadas que fracturas que arrestaron antes de pasar por alguna tira no cortaron a la misma.

En nuestro caso, la segunda y tercera hipótesis son más cuestionables debido a que no existe evidencia cierta de que el fenómeno ocurra de la manera planteada. Por ejemplo, en la figura 6-25a, el salto de tensión producido a los 0,21 mseg en el lado izquierdo de la entalla indica que se cortaron dos tiras a la vez. En este caso no es posible saber si la segunda hipótesis es válida, ya que la primera de esas tiras pudo haberse cortado más allá del lugar donde se encontraba la segunda. Esta hipótesis necesitará una verificación posterior mediante alguna técnica que adquiera simultáneamente la posición de la punta de la fisura y el instante en que se corta la tira de medición.

La cuarta hipótesis presupone implícitamente que la rama más larga de la ramificación es la que se propagó a mayor velocidad. Esto tampoco es posible de asegurar dado que no necesariamente en todo momento de la propagación la resistencia del material y/o la distribución de las tensiones en la probeta dan como resultado la hipótesis planteada.

Estas hipótesis debieron plantearse debido a la indeterminación de la posición en la que rompieron las tiras de medición. Nuevamente, para evitar esta indeterminación, sería necesario la utilización de técnicas que permitan seguir la evolución de la fractura con mayor precisión [32, 33].

Otro problema relacionado con las tiras de medición puede verse en la figura 6-17, en la que se observa que algunas tiras no rompieron siguiendo el camino de la fractura. Este problema estaría relacionado con la adherencia de las tiras con el polímero de base y las propiedades mecánicas de las tiras.

Con respecto al circuito periférico a las tiras de medición, se observa en la figura 6-29a, una variación errática en el valor de la tensión a partir de los 0,4 mseg de iniciada la adquisición de datos. Esta variación es debida posiblemente a que alguna tira haya realizado un contacto con la probeta, enviando la señal de alimentación de tensión de las tiras a tierra. El *debouncer* sólo protegía de contactos accidentales de la tira en el lado de salida de la señal de la misma. Este fenómeno produce una indeterminación en el valor del tiempo, como se observa en la zona rayada de la figura 6-29b, ya que no es posible saber en qué instante se cortó la tira.

El tipo de disparo utilizado para la adquisición de datos comienza cuando la fractura corta la primera tira del lado izquierdo de la entalla. Esto puede producir una incertidumbre en el valor del tiempo al que se cortan las tiras de medición del lado derecho de la entalla. Esta indeterminación no es cuantificable, y ocurrirá en el caso que la fisura corte primero la primera tira del lado derecho de la entalla (fig 6-31a).

6.3 Material Utilizado

En los ensayos realizados se utilizaron tres aceros microaleados de bajo contenido de carbono. El tratamiento térmico realizado fue de templado y revenido. En las tablas 6-1 y 6-2 se presentan respectivamente la composición química y propiedades mecánicas para cada uno de los aceros. La microestructura resultante de los mismos se observa en la figura 6-6.

Acero	C x10 ²	Mn x10 ²	S x10 ³	P x10 ³	Si x10 ²	Ni x10 ²	Cr x10 ²	Mo x10 ²
DS 196	13	125	1	11	39	4	3	4
DS 992	8	107	3	12	25	3	3	21
TAM924	11	127	2	8	25	4	5	2

Acero	V x10 ²	Cu x10 ²	Al x10 ³	Sn x10 ³	Ca x10 ⁴	Nb x10 ³	N x10 ⁴
DS 196	4	8	33	---	18	13	101
DS 992	---	7	18		27	27	60
TAM924	5	8	30	5	30	28	115

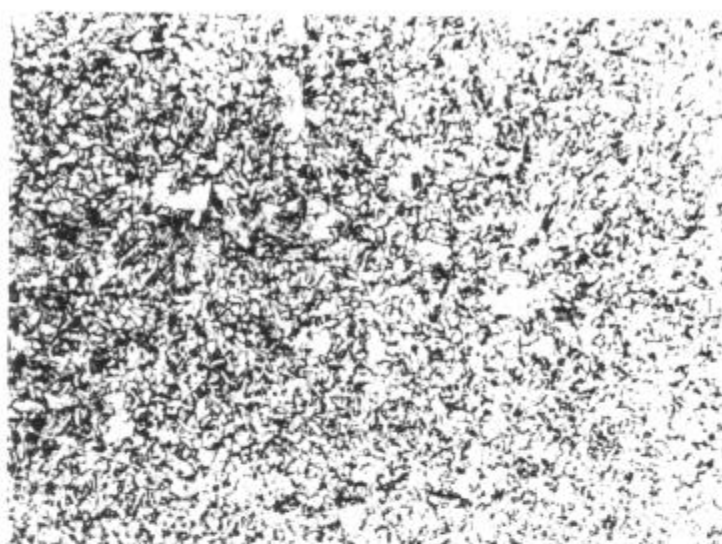
Tabla 6-1: Composición química de los aceros utilizados (wt%).

Acero	$\sigma_{Fluencia}$ MPa	σ_{Rotura} MPa	Alarg.* %	Dureza BHN	Charpy Joules/cm ²	
					-60°C	-40°C
DS 196	490	594	35,6	218	356	378
DS 992	518	578	39,3	210	362	412
TAM 924	580	658	34,0	92**	321	348

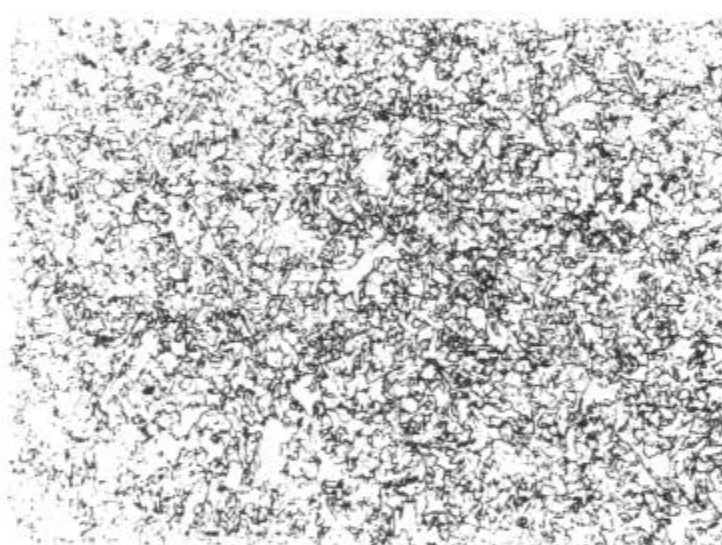
Tabla 6-2: Propiedades mecánicas de los aceros utilizados.

* Probetas longitudinales de 2".

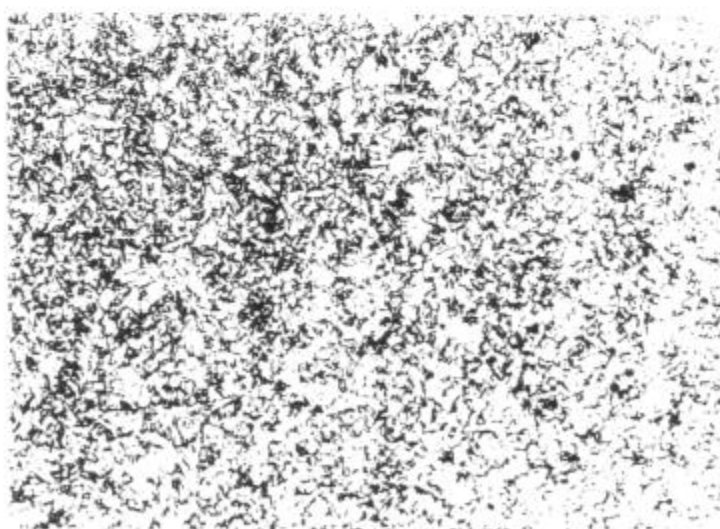
** Dureza en HRB



a)



b)



c)

Figura 6-6: Microestructura de los aceros utilizados.
a) DS196 b) DS 992 c) TAM 924. 200x.

6.4 Ensayos a Plena Escala

6.4.1 Condiciones de los Ensayos

En la tabla 6-3 se presenta sinópticamente la geometría de las probetas utilizadas y la temperatura establecida para los diferentes ensayos.

Acero	Probeta	Diám. mm.	Esp. mm.	Profundidad de Entalla mm.	Longitud de Entalla mm.	Temp. de Ensayo °C
DS 196	T 1163 A	273,1	12,7	6,4	180	-60
DS 196	T 1163 B	273,1	12,7	8,5	180	-60
DS 196	T 1163 C	273,1	12,7	10,7	180	-60
DS 992	T 1294-1	219,1	11,2	5,6	165	-60
DS 992	T 1294-3	219,1	11,2	5,6	120	-60
DS 992	T 1294-2	219,1	11,2	7,5	120	-60
DS 992	T 1292-1	219,1	11,2	8,5	120	-60
DS 992	T 1294-4	219,1	11,2	9,0	120	-60
DS 992	T 1292-2	219,1	11,2	5,6	120	-40
DS 992	T 1292-3	219,1	11,2	7,5	120	-40
TAM 924	T 1439	273,1	12,7	6,4	120	-60
TAM 924	T 1443	273,1	12,7	8,5	120	-60
TAM 924	T 1441	273,1	12,7	6,4	120	-40
TAM 924	T 1437	273,1	12,7	8,5	120	-40
TAM 924	T 1440	273,1	12,7	10,5	120	-40

Tabla 6-3: Geometría de las probetas y temperatura de ensayo.

6.4.2 Resultados de los Ensayos

La tabla 6-4 presenta alguno de los datos obtenidos de los ensayos.

Acero	Probeta	Presión Explosión MPa (psi)	Long. Fractura mm.	Apertura del Tubo mm.	Temp. Real de Ensayo °C	Observ.
DS 196	T 1163 A	54,40 (7890)	420 *	8*	-62,3	
DS 196	T 1163 B	35,65 (5170)	685	28	-60,8	
DS 196	T 1163 C	17,72 (2570)	—	—	-59,6	LBB
DS 992	T 1294-1	55,50 (8050)	667	83	-60,2	
DS 992	T 1294-3	55,30 (8020)	590	56	-61,1	
DS 992	T 1294-2	51,71 (7500)	560	52	-59,5	
DS 992	T 1292-1	38,06 (5520)	—	—	-60,2	LBB
DS 992	T 1294-4	32,54 (4720)	—	—	-61,3	LBB
DS 992	T 1292-2	57,16 (8290)	540	72	-40,5	
DS 992	T 1292-3	47,92 (6950)	490	47	-40,5	
TAM 924	T 1439	52,74 (7650)	710	66	-60,3	
TAM 924	T 1443	48,13 (6980)	755	47	-59,5	
TAM 924	T 1441	56,81 (8240)	680	105	-41,0	
TAM 924	T 1437	49,09 (7120)	620	74	-41,6	
TAM 924	T 1440	35,65 (5170)	—	—	-40,9	LBB

Tabla 6-4: Resultados de los ensayos.

* La probeta se rellenó en un 80% de su volumen con varillas de hierro.

6.4.3 Ensayos Sobre Probetas de Acero DS 196

Estas probetas poseen valores nominales de diámetro exterior de 273,1 mm y espesor 12,7 mm. El acero utilizado es grado X 60. Esta serie de probetas no fue instrumentada con tiras de medición.

Probeta T 1163 A

Profundidad de entalla mm.	Temperatura promedio °C	Presión de explosión MPa
6,4	-62,3	54,40
Longitud total de fractura mm.	Apertura de la boca de fisura mm.	
420	8	

El aspecto general de la fractura se observa en la figura 6-7. En esta probeta se tuvieron dos particularidades en la manera de realizar el ensayo: i) parte del volumen interno (80% aprox.) de la probeta fue relleno con varillas de hierro, y el resto con alcohol etílico. Debido a esto los valores de la longitud final total de la fractura (entalla inicial más la extensión de la fractura) y la apertura de la boca de la entalla son pequeños en comparación con el resto de los ensayos, y ii) se colocaron termocuplas sobre el tubo, en la misma generatriz de la entalla, a 15 mm del final de la misma. En ambos lados de la entalla la fisura pasó por el orificio de colocación de la termocupla. En ese punto se produjo la ramificación de la fisura, pero sólo del lado izquierdo de la probeta. Sobre el lado derecho de la misma, la ramificación se produjo al final de la propagación de la fractura.

En la figura 6-8 es posible observar el desarrollo de la superficie de la fractura. Se observa debajo de la entalla maquinada la propagación radial de la fractura, definida por las líneas de propagación en la misma dirección.

Hacia el final de la entalla, la propagación ocurre en dirección axial. En esta propagación, la superficie de fractura posee un aspecto del tipo *chevrón*.

Sobre los bordes de la probeta se observa una pequeña zona de labio dúctil, que va aumentando hacia el final de la propagación, pero debido exclusivamente a la interferencia producida por el deslizamiento de ambas caras de la fractura.

Sobre la zona de propagación axial es posible ver el orificio donde fue colocada la termocupla.

Este tipo de propagación de fractura es el observado en la mayoría de los casos estudiados.

Probeta T 1163 B

Profundidad de entalla mm.	Temperatura promedio °C	Presión de explosión MPa
8,5	-60,8	35,65
Longitud total de fractura mm.	Apertura de la boca de fisura mm.	
685	28	

El aspecto general de la fractura se observa en la figura 6-9. La ramificación de la misma se produjo a los 50 mm y 9 mm de la punta de la fisura del lado derecho e izquierdo de la entalla respectivamente.

La observación de la zona de la probeta que se encuentra del lado izquierdo de la fisura entre las dos ramas de la misma, muestra que existen ramificaciones a nivel macroscópico que no alcanzan a propagar plenamente (fig. 6-10). Estas ramificaciones se observan como patrón común en la mayoría de los ensayos realizados.

Probeta T 1163 C

Profundidad de entalla mm.	Temperatura promedio °C	Presión de explosión MPa
10,7	-59,6	17,72

Se produjo la pérdida antes que la rotura.

6.4.4 Ensayos Sobre Probetas de Acero DS 992

Estas probetas poseen valores nominales de diámetro exterior de 219,1 mm y espesor 11,2 mm. Las entallas son de una longitud total de 120 mm salvo indicación contraria. El acero utilizado es grado X 60.

Probeta T 1294-1

Profundidad de entalla mm.	Temperatura promedio °C	Presión de explosión MPa
5,6	-60,2	55,50
Longitud total de fractura mm.	Apertura de la boca de fisura mm.	
667	83	

La longitud de la entalla inicial fue de 165 mm. El aspecto general de la probeta luego del ensayo se observa en la figura 6-11. Se produjeron múltiples ramificaciones desde la punta de la fisura hacia ambos lados de la entalla. Se observa en la figura 6-12 sobre la punta de la entalla original, el patrón geométrico que se produce en esa zona al comienzo de la ramificación. La probeta no fue instrumentada con tiras de medición.

Probeta T 1294-3

Profundidad de entalla mm.	Temperatura promedio °C	Presión de explosión MPa
5,6	-61,1	55,30
Longitud total de fractura mm.	Apertura de la boca de fisura mm.	
590	56	

A diferencia de la probeta anterior, la longitud inicial de entalla fue de 120 mm. El aspecto general de la probeta luego del ensayo se observa en la figura 6-13. Se produjeron múltiples ramificaciones desde la punta de la entalla hacia ambos lados de la misma.

Se desprendió la zona de la probeta comprendida entre las dos ramificaciones del lado izquierdo de la entalla.

Puede observarse el giro de la sección triangular de la probeta comprendida entre las ramas de la fractura. Esto es debido a la deformación plástica que tuvo lugar sobre la base de ese triángulo por efecto del momento flexor ejercido por la presión interna.

La propagación de la fractura en estos ensayos no es simétrica debido a las heterogeneidades del material y maquinado de la entalla, como factores principales de la falta de simetría.

No se obtuvieron datos de las tiras de medición.

Probeta T 1294-2

Profundidad de entalla mm.	Temperatura promedio °C	Presión de explosión MPa
7,5	-59,5	51,71
Longitud total de fractura mm.	Apertura de la boca de fisura mm.	
560	52	

Datos de las tiras de medición

	N° Tira	1	2	3	4	5	6	7	8
Izq.	Tiempo (mseg)	0	0,088	-	0,128	0,216	0,328	0,520	0,592
	Distancia (mm)	30	32	-	56	33	26	26	26
Der.	Tiempo (mseg)	-	0,080	0,112	-	0,200	0,296	0,400	0,712
	Distancia (mm)	28	28	29	-	65	30	25	25

El aspecto general de la probeta luego del ensayo se observa en la figura 6-14. La ramificación de la fractura se produjo desde la punta de la entalla hacia ambos lados de la misma, y una segunda ramificación hacia el final de la propagación del lado derecho de la entalla, en donde la zona de la probeta entre las ramificaciones se deformó por flexión.

Los datos de tensión en función del tiempo y longitud de avance de la fisura en función del tiempo para esta probeta se muestran en las figuras 6-25a y 6-25b respectivamente.

Probeta T 1292-1

Profundidad de entalla mm.	Temperatura promedio °C	Presión de explosión MPa
8,5	-60,2	38,06

Se produjo la pérdida antes que la rotura. En la figura 6-15 se observa la fisura producida sobre el fondo de la entalla en los ensayos en los cuales se produjo la condición de LBB. En los mismos, una vez que la fisura atravesó el espesor de la pared del tubo, el mismo se despresurizó sin extensión axial de la fractura.

Probeta T 1294-4

Profundidad de entalla mm.	Temperatura promedio °C	Presión de explosión MPa
9,0	-61,3	32,54

Se produjo la pérdida antes que la rotura.



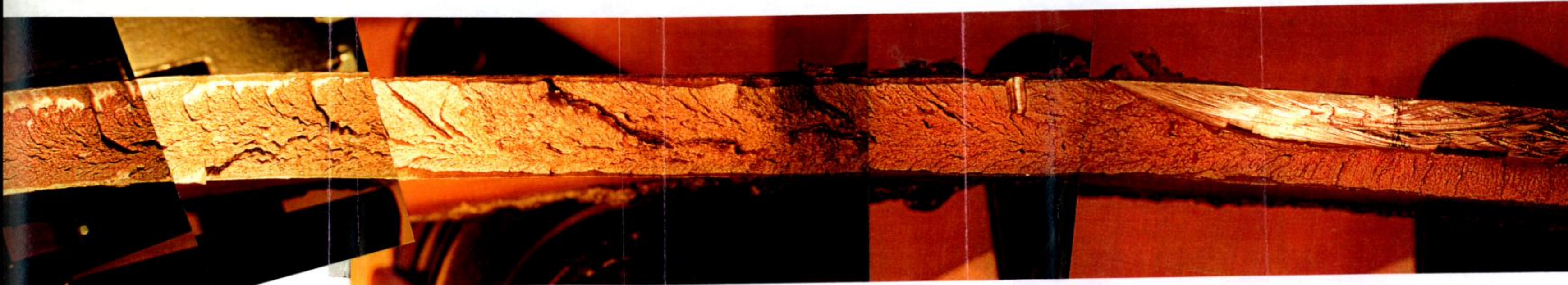
Figura 6-7: Aspecto general de la fractura en la probeta T 1163A.



Figura 6-8: Desarrollo de la superficie de fractura de la probeta T 1163A.



General de la fractura
T 1163A.



la superficie de fractura
T 1163A.



Figura 6-9: Aspecto general de la fractura en la probeta T 1163B.

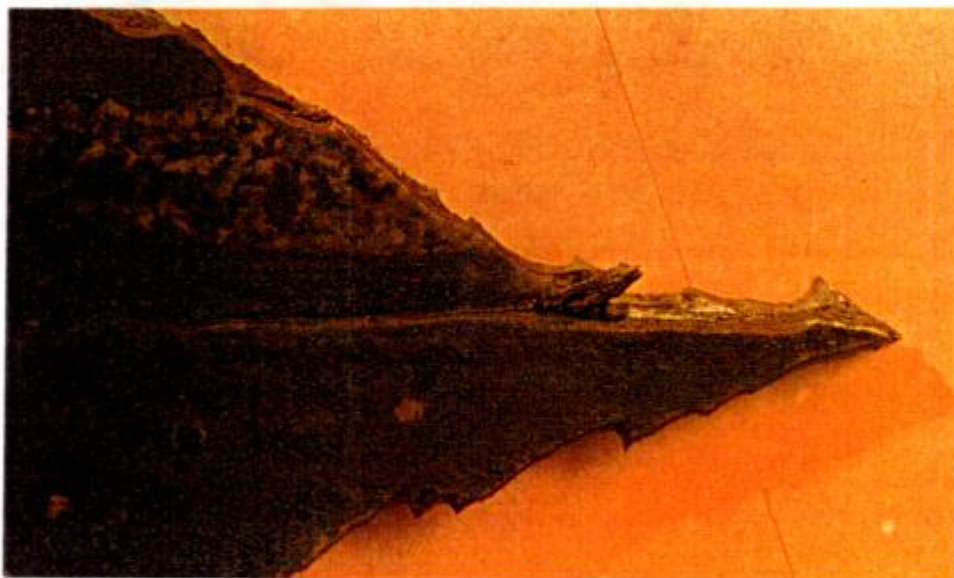


Figura 6-10: Ramificación que no propagó plenamente en la probeta T 1163B.



Figura 6-11: Aspecto general de la fractura en la probeta T 1294-1.



Figura 6-12: Patrón geométrico producido sobre la punta de la entalla al comienzo de la ramificación.



Figura 6-13: Aspecto general de la fractura en la probeta T 1294-3.



Figura 6-14: Aspecto general de la fractura en la probeta T 1294-2.



Figura 6-15: LBB. Se observa la fisura sobre la base de la entalla en la probeta T 1292-1.

Probeta T 1292-2

Profundidad de entalla mm.	Temperatura promedio °C	Presión de explosión MPa
5,6	-40,5	57,16
Longitud total de fractura mm.	Apertura de la boca de fisura mm.	
540	72	

Datos de las tiras de medición

	N° Tira	1	2	3	4	5	6	7	8
Izq.	Tiempo (mseg)	0	0,048	0,128	0,192	0,272	0,328	0,384	0,472
	Distancia (mm)	25	29	28	27	32	27	26	26
Der.	Tiempo (mseg)	0	0,112	0,168	0,232	0,304	0,376	0,504	0,576
	Distancia (mm)	29	30	28	26	27	26	32	32

El aspecto general de la probeta luego del ensayo se observa en la figura 6-16. La figura 6-17 muestra la zona de la entalla inicial y el comienzo de la propagación axial. La ramificación de la fractura se produjo desde la punta de la entalla, del lado derecho de la misma y desde la tercera tira del lado izquierdo.

En las figuras 6-26a y 6-26b se muestran respectivamente los datos de tensión en función del tiempo y longitud de avance de la fisura en función del tiempo para esta probeta. Los valores de salto de tensión obtenidos a partir de 0,1 mseg son menores a los programados (0,4 Volts).

Probeta T 1292-3

Profundidad de entalla mm.	Temperatura promedio °C	Presión de explosión MPa
7,5	-40,5	47,92
Longitud total de fractura mm.	Apertura de la boca de fisura mm.	
490	47	

Datos de las tiras de medición

	N° Tira	1	2	3	4	5	6	7	8
Izq.	Tiempo (mseg)	0	0,16	0,256	0,328	0,432- 0,79	-	-	-
	Distancia (mm)	35	32	28	30	52	-	-	-
Der.	Tiempo (mseg)	0	0,064	0,136	0,192	0,272	-	-	-
	Distancia (mm)	30	27	26	26	16	-	-	-

El aspecto general de la probeta luego del ensayo se observa en la figura 6-18. La figura 6-19 muestra la zona de la entalla inicial y el comienzo de la propagación axial. Se observa en comparación a los demás casos que la fractura propagó en la dirección radial con un mecanismo de coalescencia de microcavidades, siguiendo la propagación axial con un micromecanismo de clivaje. También se puede observar el *bulging* (flexión sobre el eje longitudinal y transversal del tubo ó ampollamiento) producido en la zona de la entalla anterior a la explosión. La ramificación se produjo desde la punta de la entalla en ambos lados de la misma. Del lado izquierdo de la entalla, la fisura arrestó luego de cortar la 6^{ta} tira.

En las figuras 6-27a y 6-27b se muestran respectivamente los datos de tensión y longitud de avance de la fisura en función del tiempo para esta probeta. Debido a la gran indeterminación en tiempo (>0,35 mseg) y espacio (101 mm) existente en la última tira del lado derecho de la entalla, se decidió descartar ese dato.

6.4.5 Ensayos Sobre Probetas de Acero TAM 924

Estas probetas poseen valores nominales de diámetro exterior de 273,1 mm y espesor 12,7 mm, Las entallas son de una longitud total de 120 mm, El acero utilizado es grado X 60.

Probeta T 1439

Profundidad de entalla mm.	Temperatura promedio °C	Presión de explosión MPa
6,4	-60,3	52,74
Longitud total de fractura mm.	Apertura de la boca de fisura mm.	
710	66	

Datos de las tiras de medición

	N° Tira	1	2	3	4	5	6	7	8
Izq.	Tiempo (mseg)	0	0,016	0,056	0,112	-	0,16	0,304	0,344
	Distancia (mm)	26	29	30	32	-	63	27	27
Der.	Tiempo (mseg)	-	0	0,024	0,08	0,136	0,208	0,296	0,336
	Distancia (mm)	-	59	30	30	32	33	27	27

El aspecto general de la probeta luego del ensayo se observa en la figura 6-20. Se produjeron múltiples ramificaciones de la fractura. La ramificación comenzó desde la punta de la entalla. La figura 6-21 muestra las marcas tipo *chevron* y el labio dúctil de la zona de propagación axial de esta probeta.

En las figuras 6-28a y 6-28b se muestran respectivamente los datos de tensión y longitud de avance de la fisura en función del tiempo para esta probeta.

Probeta T 1443

Profundidad de entalla mm	Temperatura promedio °C	Presión de explosión MPa
8,5	-59,5	48,13
Longitud total de fractura mm.	Apertura de la boca de fisura mm.	
755	47	

Datos de las tiras de medición

	N° Tira	1	2	3	4	5	6	7	8
Izq.	Tiempo (mseg)	0	0,032	0,08	0,144	0,216	0,28	0,304	0,408- 0,650
	Distancia (mm)	26	32	28	29	27	29	26	26
Der.	Tiempo (mseg)	-	0,04	0,12	0,192	0,232	0,312	0,36	0,408- 0,650
	Distancia (mm)	26	29	29	27	28	27	33	33

El aspecto de la zona de la fractura de la probeta luego del ensayo se observa en la figura 6-20. La ramificación de la fractura comenzó desde la punta de la entalla

en el lado derecho de la probeta y luego de cortar la primera tira en el lado izquierdo.

En las figuras 6-29a y 6-29b se muestran respectivamente los datos de tensión y longitud de avance de la fisura en función del tiempo para esta probeta.

Probeta T 1441

Profundidad de entalla mm.	Temperatura promedio °C	Presión de explosión MPa
6,4	-41,0	56,81
Longitud total de fractura mm.	Apertura de la boca de fisura mm.	
690	105	

Datos de las tiras de medición

	N° Tira	1	2	3	4	5	6	7	8
Izq.	Tiempo (mseg)	0	0,064	0,144	0,208	0,256	0,344	0,456	0,48
	Distancia (mm)	26	28	28	27	28	28	28	28
Der.	Tiempo (mseg)	-	-	0,04	0,128	0,152	0,216	0,296	0,32
	Distancia (mm)	-	52	25	27	27	35	38	38

El aspecto de la zona de la fractura de la probeta luego del ensayo se observa en la figura 6-22 , en donde se puede apreciar el *bulging* producido anterior a la rotura. En esta probeta, la ramificación de la fractura sólo tuvo lugar desde la 6^{ta} tira del lado derecho de la entalla.

Se observa en la figura 6-23 que el porcentaje de labio dúctil en la zona de propagación axial de la fisura es mayor que en los demás casos, y que la fractura avanzó en el sentido radial en el ligamento remanente, por el micromecanismo de formación y coalescencia de microcavidades.

En las figuras 6-30a y 6-30b se muestran las curvas de tensión y de longitud de avance de la fisura en función del tiempo.

Probeta T 1437

Profundidad de entalla mm.	Temperatura promedio °C	Presión de explosión MPa
8,5	-41,6	49,09
Longitud total de fractura mm.	Apertura de la boca de fisura mm.	
620	74	

Datos de las tiras de medición

	N° Tira	1	2	3	4	5	6	7	8
Izq.	Tiempo (mseg)	0	0,152	0,216	0,28	0,352	0,424	0,504	0,584
	Distancia (mm)	26	27	27	27	30	30	28	28
Der.	Tiempo (mseg)		-	0,248	0,352	0,448	0,552	0,584	0,664
	Distancia (mm)		51	27	34	34	26	26	26

El aspecto de la probeta luego del ensayo se observa en la figura 6-24. La ramificación de la fractura comenzó luego de cortar la 5^{ta} tira en ambos lados de la probeta. También se observa que la apertura final que toma de entalla no es producida por la deformación propia del avance de la fisura, sino que es debida al giro producido en las alas de las probeta que se ven sometidas a flexión.

En las figuras 6-31a y 6-31b se muestran las curvas de tensión y de longitud de avance de la fisura en función del tiempo.

Probeta T 1440

Profundidad de entalla mm.	Temperatura promedio °C	Presión de explosión MPa
10,5	-40,9	35,65

Se produjo la pérdida antes que la rotura.



Figura 6-16: Aspecto general de la fractura en la probeta T 1292-2.

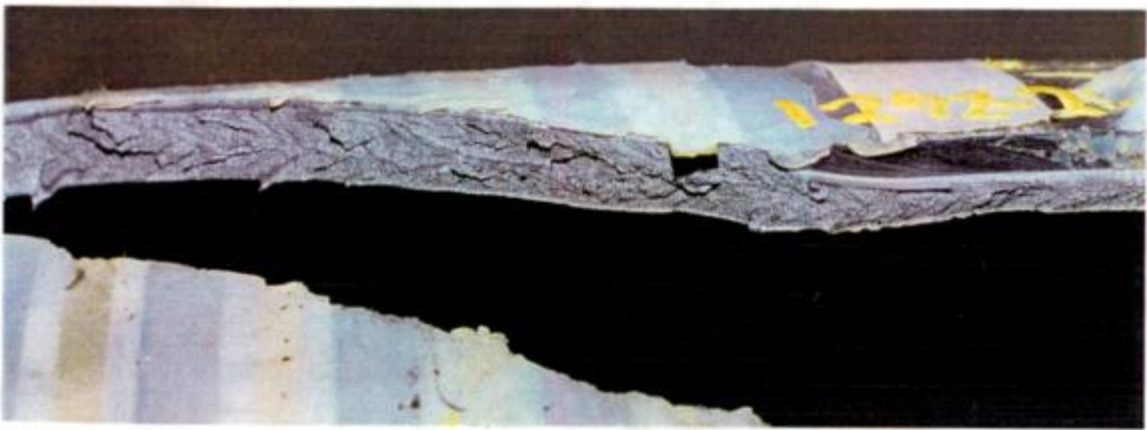


Figura 6-17: Aspecto de la zona de entalla inicial y comienzo de la propagación axial en la probeta T 1292-2.

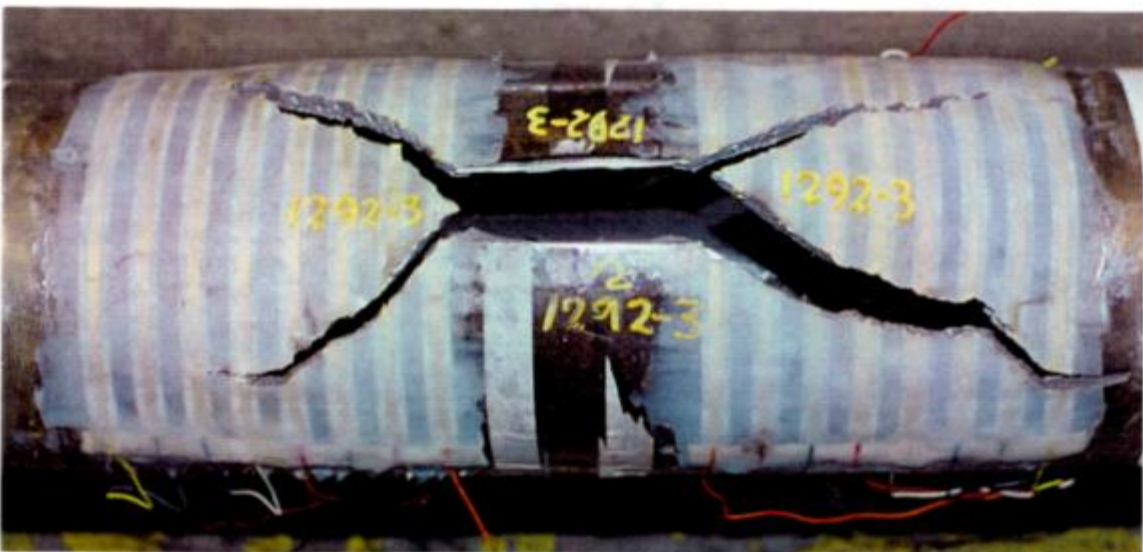


Figura 6-18: Aspecto general de la fractura en la probeta T 1292-3.



Figura 6-19: Aspecto de la zona de entalla inicial y comienzo de la propagación axial en la probeta T 1292-3.



Figura 6-20: Aspecto general de la fractura en las probetas T 1439 (superior) y T 1443.

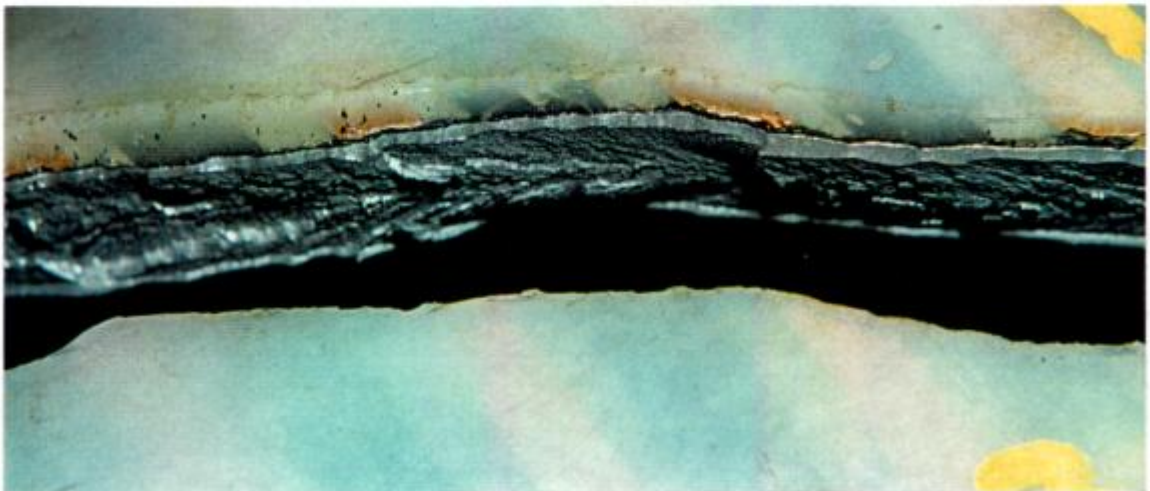


Figura 6-21: Aspecto de la fractura en la zona de propagación axial en la probeta T 1439.



Figura 6-22: Aspecto general de la fractura en la probeta T 1441.

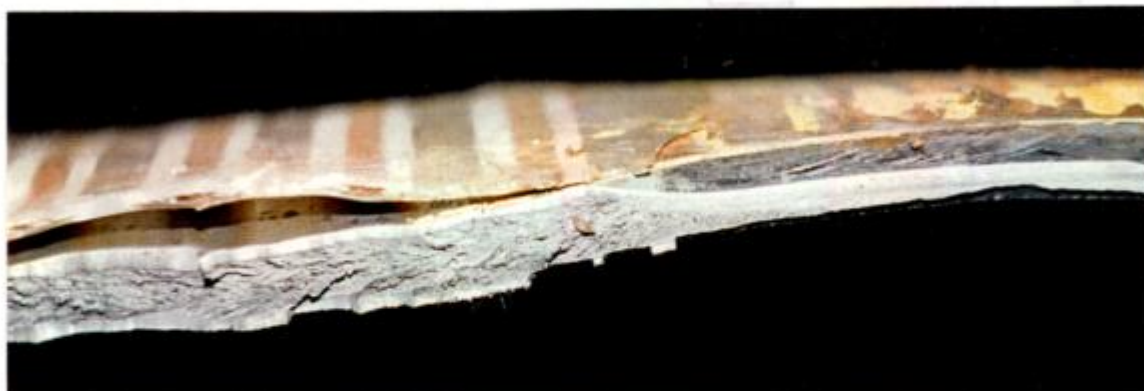


Figura 6-23: Aspecto de la zona de entalla inicial y comienzo de la propagación axial en la probeta T 1441.



Figura 6-24: Aspecto general de la fractura en la probeta T 1437.

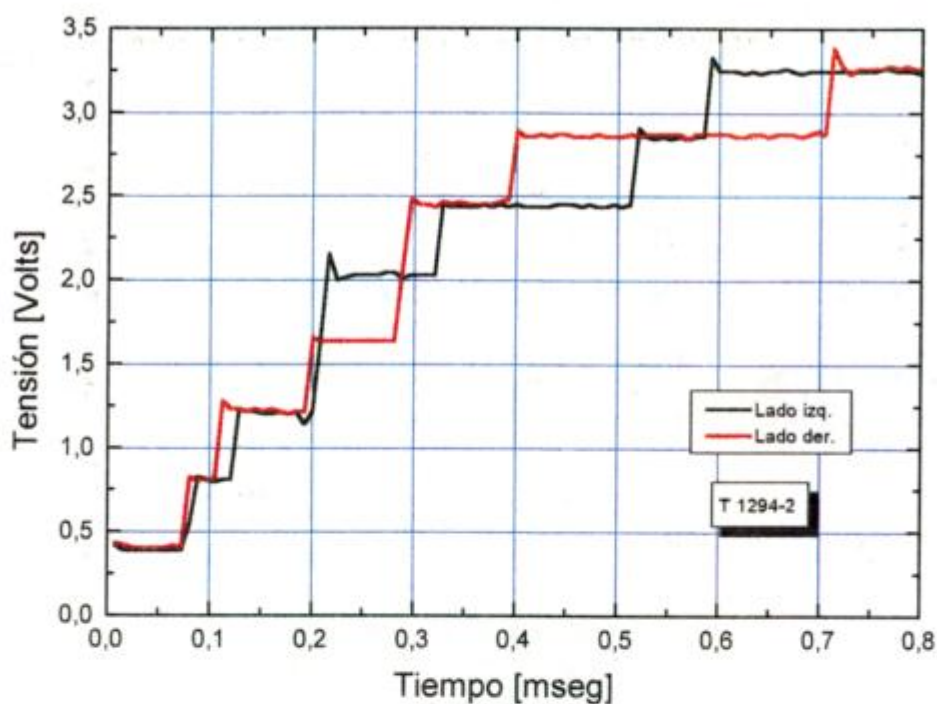


Figura 6-25a: Datos de las tiras de medición para la probeta T 1294-2.

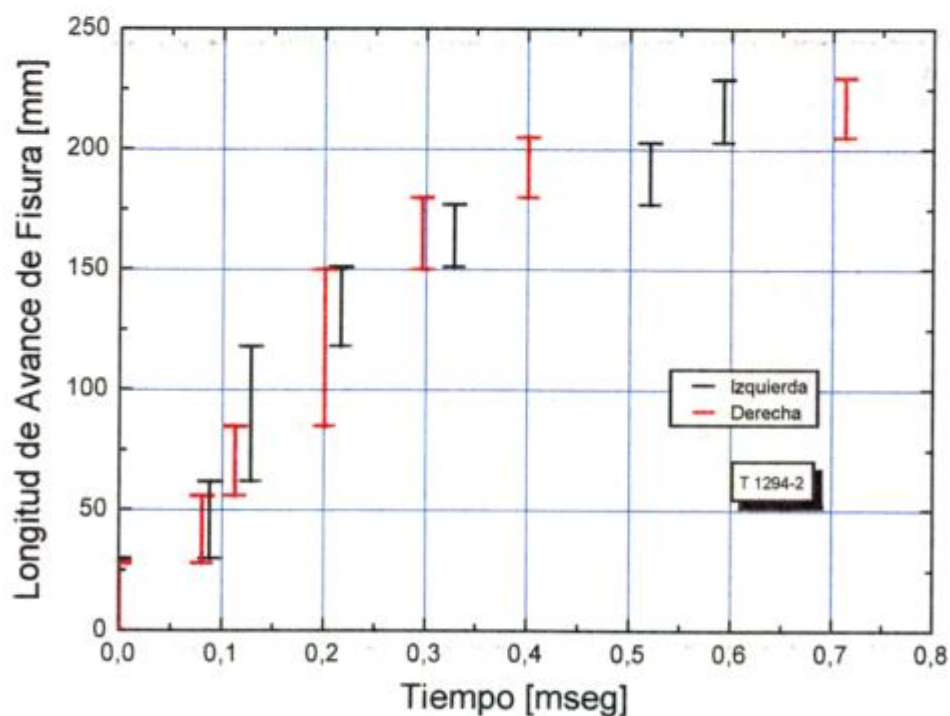


Figura 6-25b: Extensión de la fractura vs. tiempo para la probeta T 1294-2.

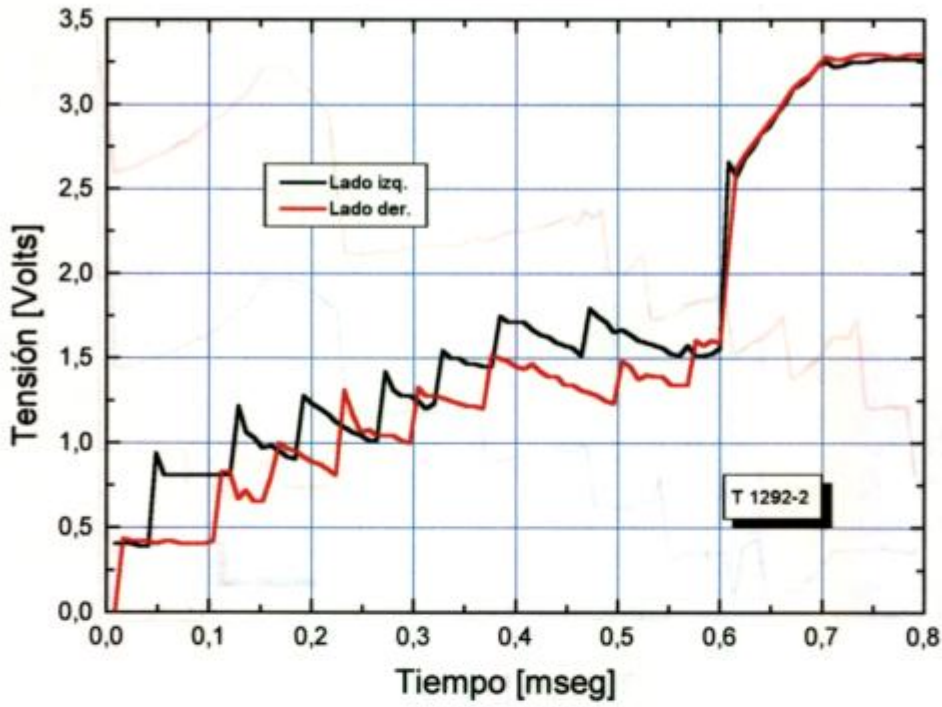


Figura 6-26a: Datos de las tiras de medición para la probeta T 1292-2.

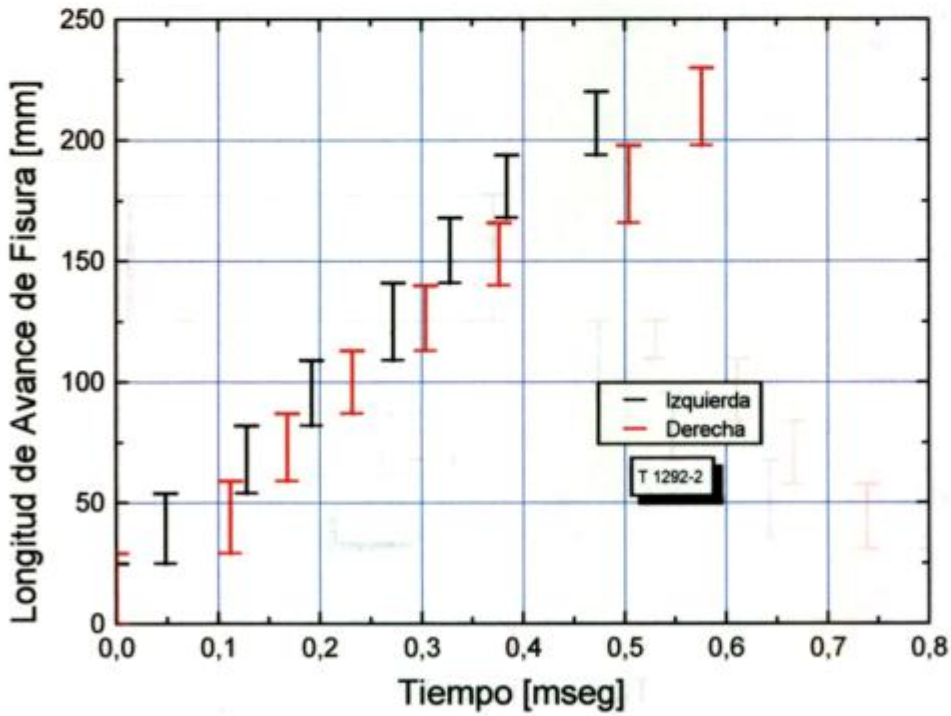


Figura 6-26b: Extensión de la fractura vs. tiempo para la probeta T 1292-2.

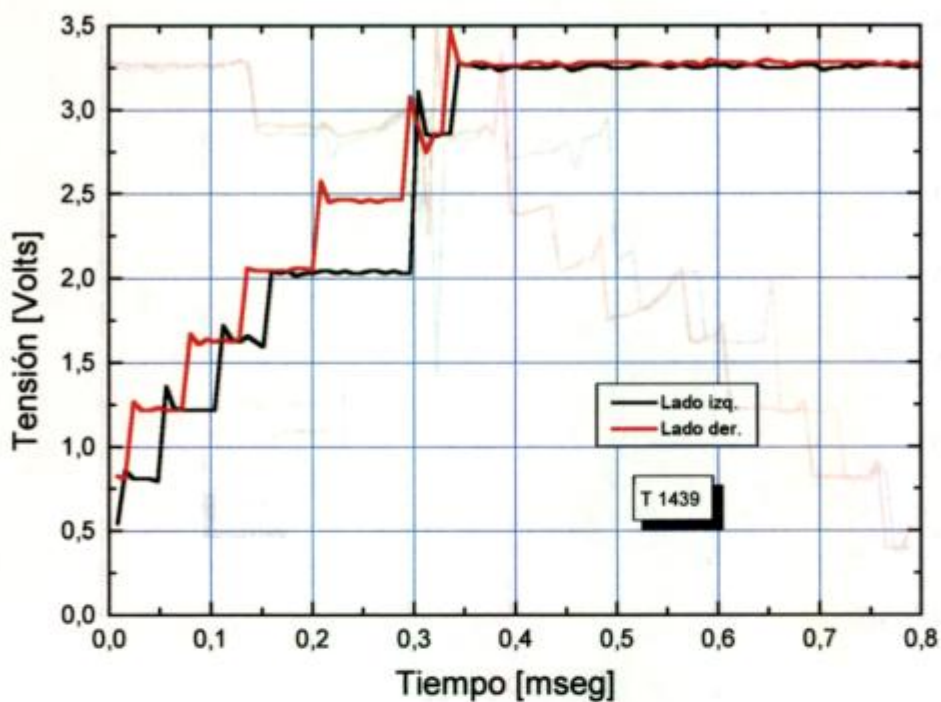


Figura 6-28a: Datos de las tiras de medición para la probeta T 1439.

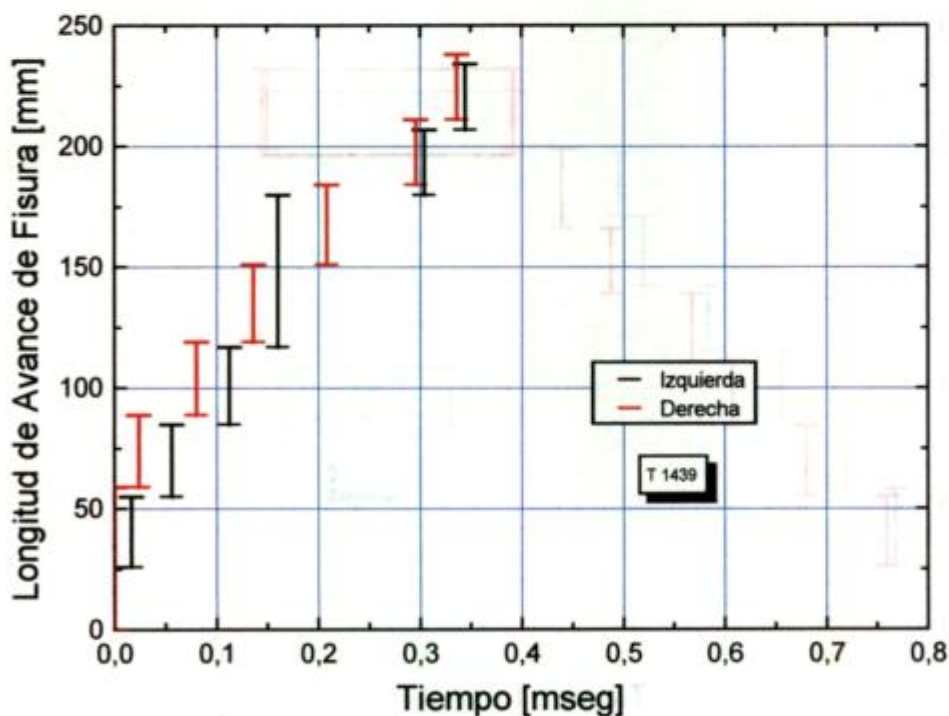


Figura 6-29b: Extensión de la fractura vs. tiempo para la probeta T 1439.

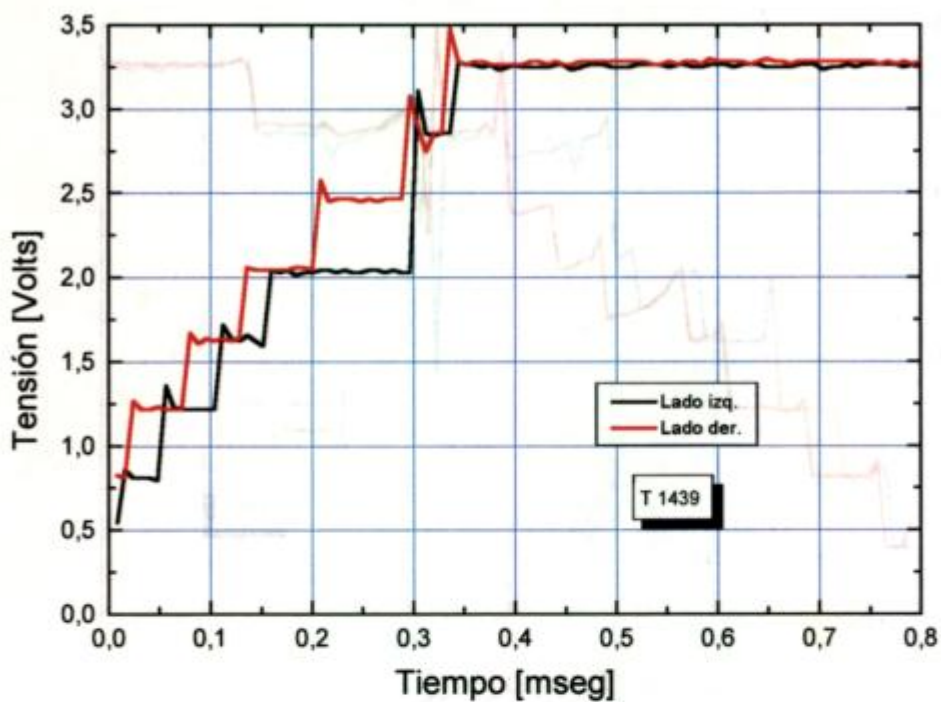


Figura 6-28a: Datos de las tiras de medición para la probeta T 1439.

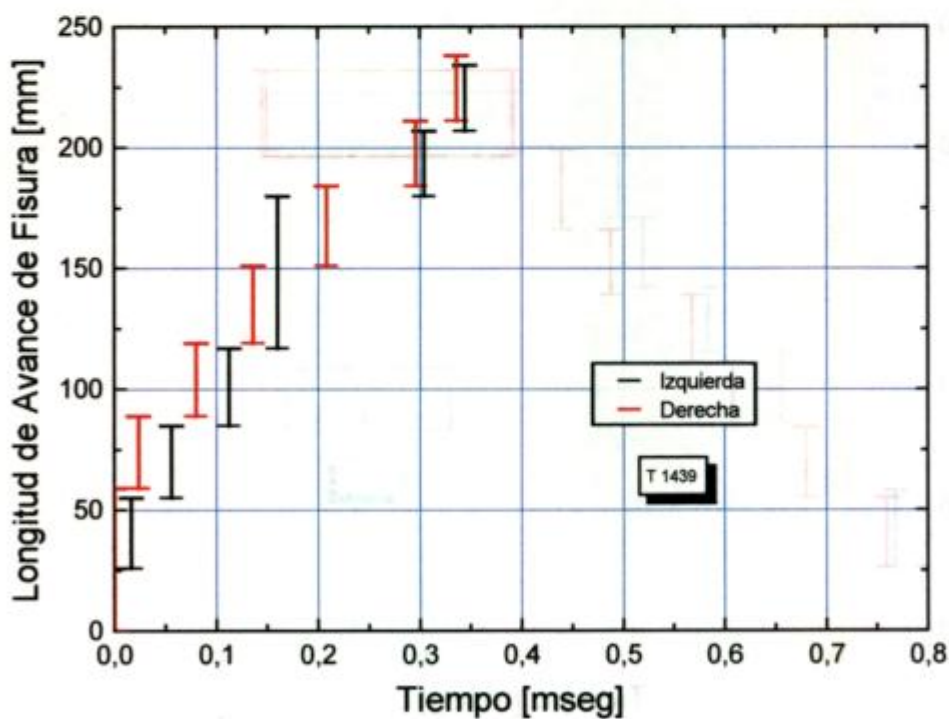


Figura 6-29b: Extensión de la fractura vs. tiempo para la probeta T 1439.

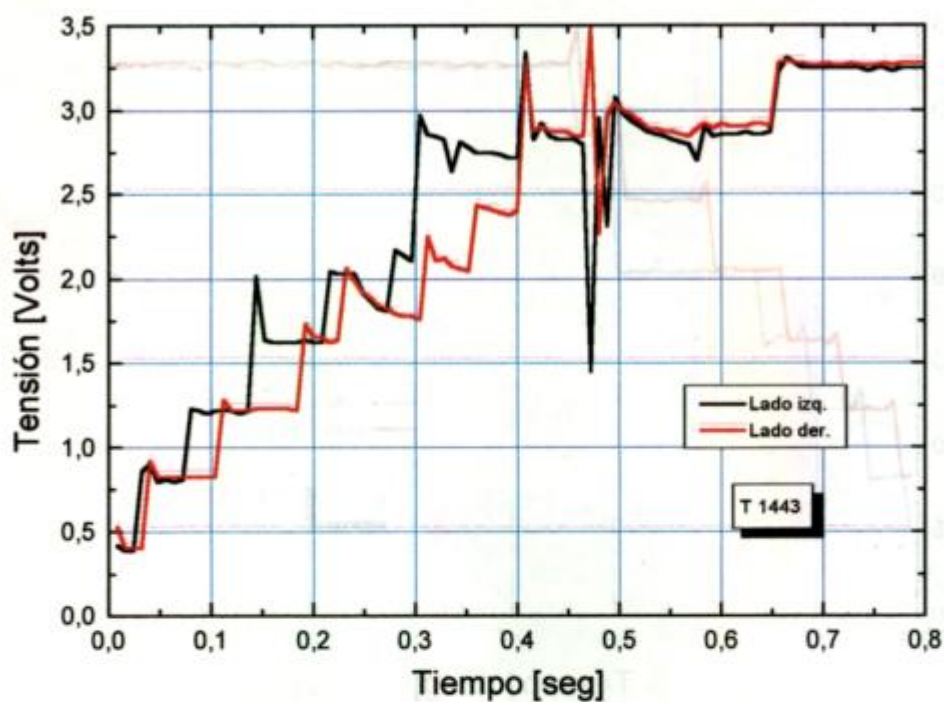


Figura 6-29a: Datos de las tiras de medición para la probeta T1443.

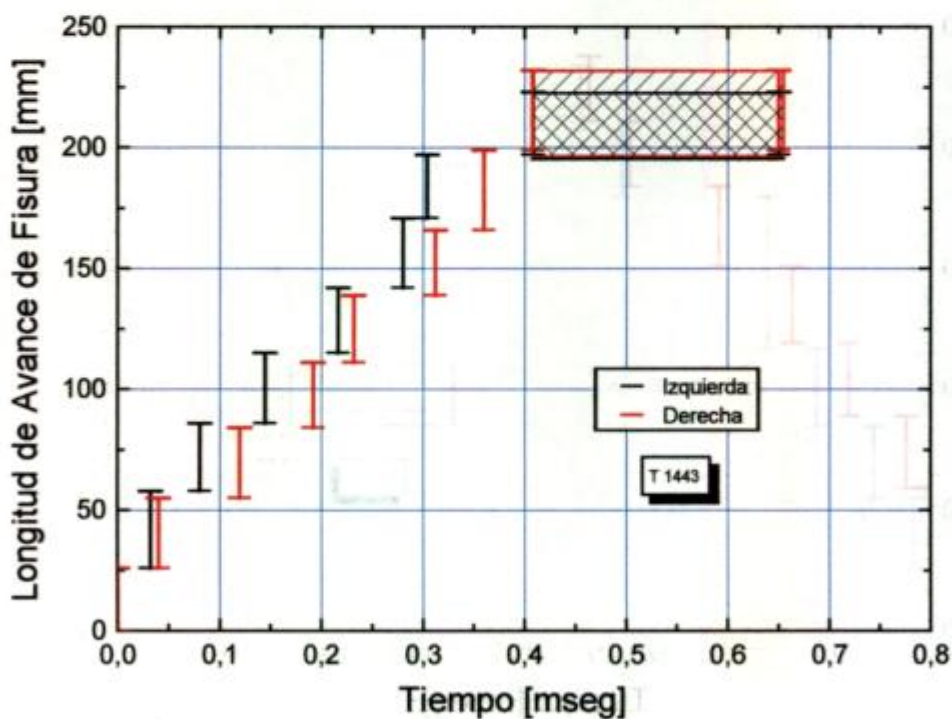


Figura 6-29b: Extensión de la fractura vs. tiempo para la probeta T 1443.

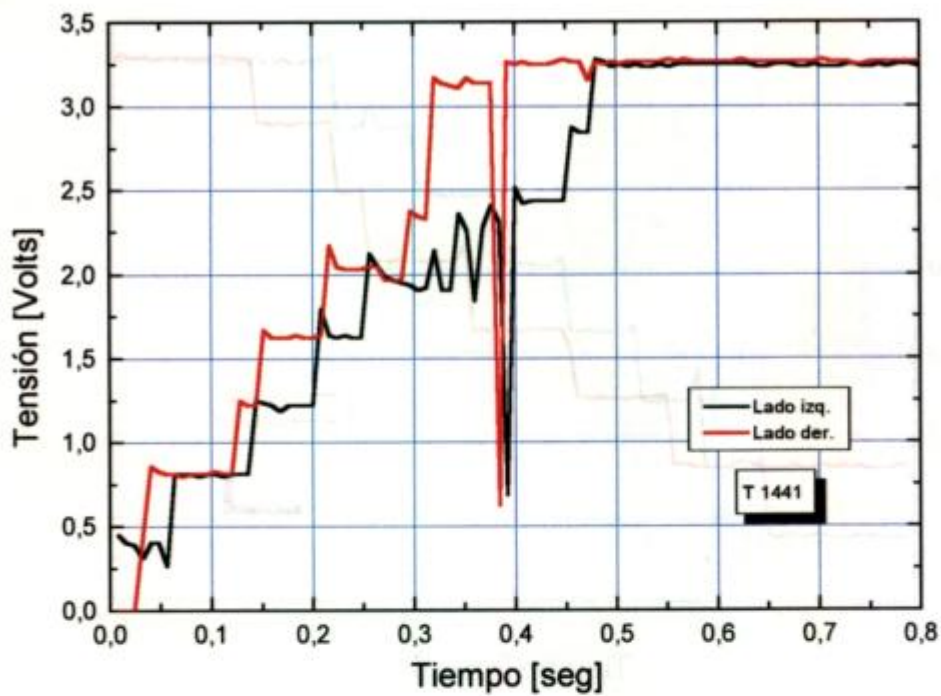


Figura 6-30a: Datos de las tiras de medición para la probeta T 1441.

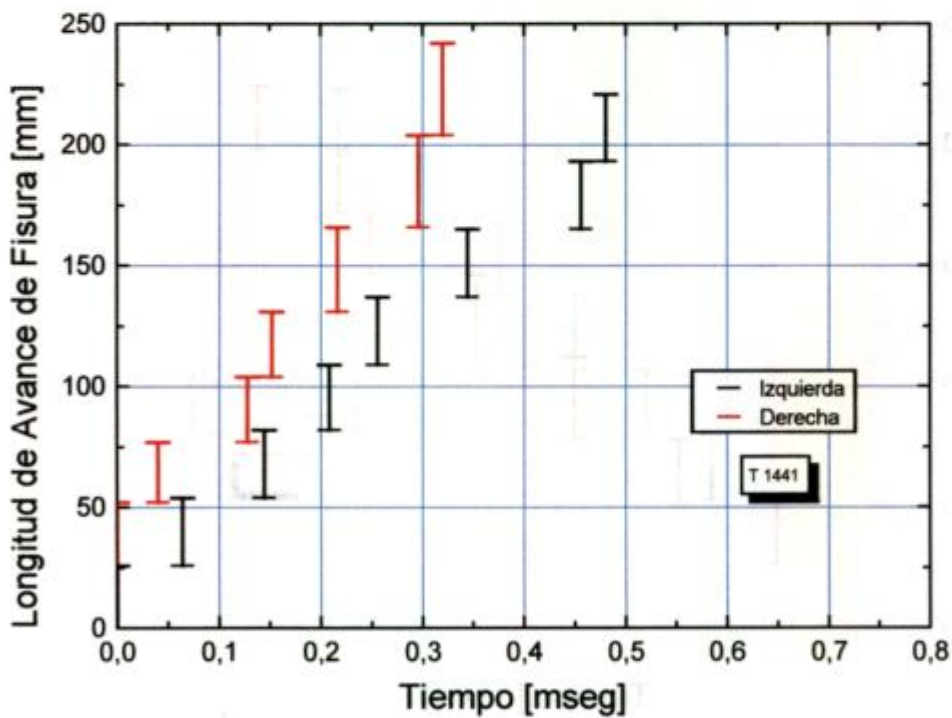


Figura 6-30b: Extensión de la fractura vs. tiempo para la probeta T 1441.

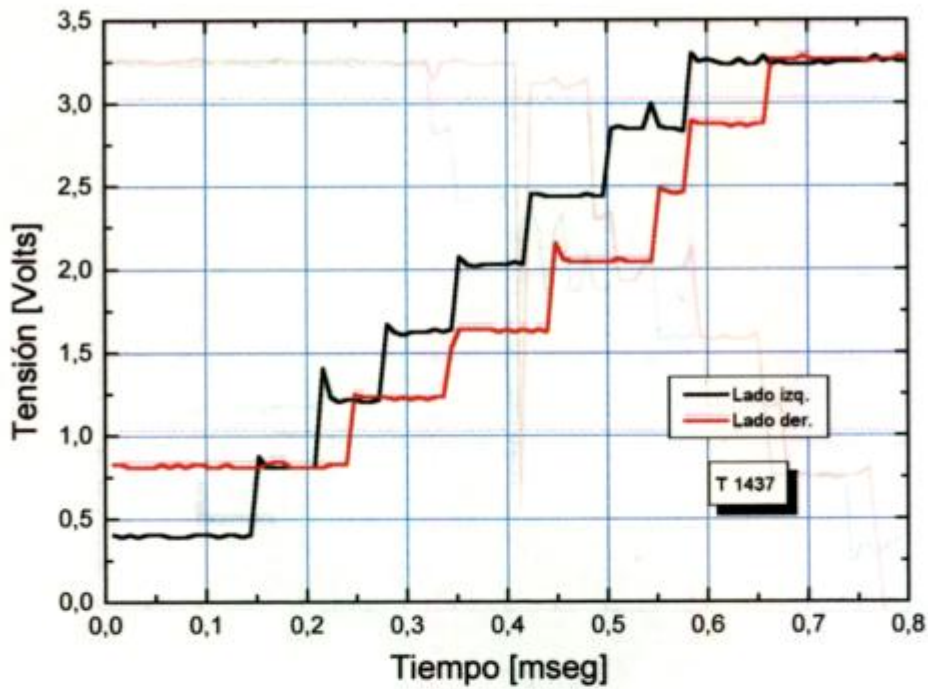


Figura 6-31a: Datos de las tiras de medición para la probeta T 1437.

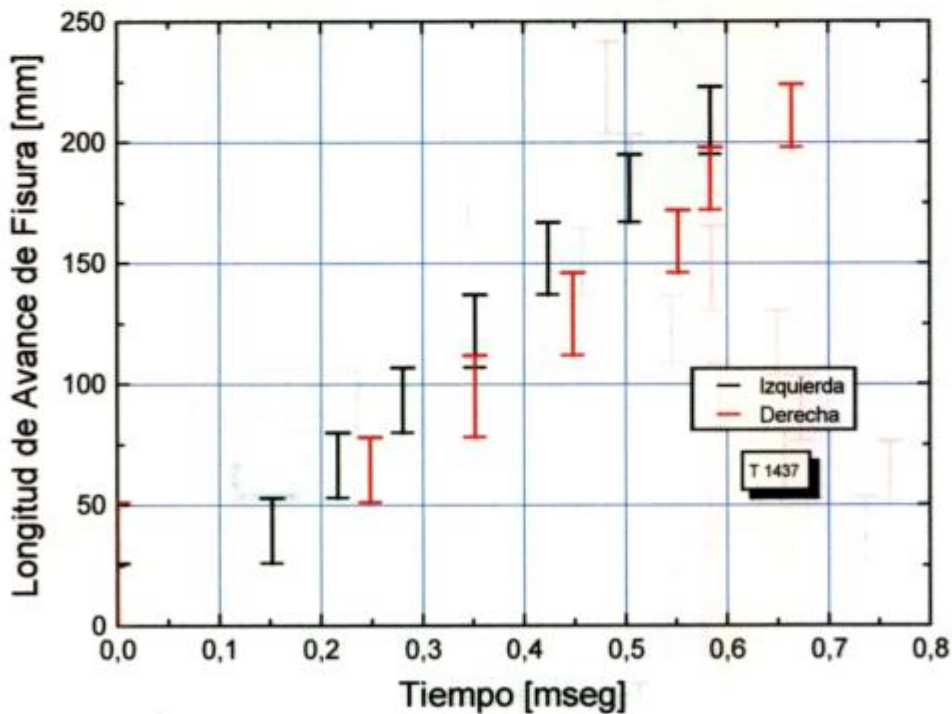


Figura 6-31b: Extensión de la fractura vs. tiempo para la probeta T 1437.

6.5 Análisis Fractográfico

Se ha realizado el análisis fractográfico sobre varias probetas de los tres materiales, a través de observaciones con microscopía óptica y electrónica de barrido (SEM). Se observa que las fracturas poseen en la zona de propagación axial dos áreas bien definidas. Hacia los bordes del espesor de las probetas se sitúa el labio dúctil, y en el centro de la misma una zona de propagación por clivaje.

La figura 6-32 muestra un corte transversal de la superficie de fractura, en la zona de propagación por clivaje, sobre el material DS 196 en la probeta T 1163A. Se observa la fisuración secundaria existente. Esta fisuración secundaria se puede apreciar a 500x en la figura 6-33. En ella se observa que la mayor parte de las fisuras pasan a través de los límites de las placas de martensita, bordeando al grano austenítico madre. Sobre la misma probeta, la figura 6-34 (SEM) muestra la zona de propagación axial de la fractura, donde se observan los planos de clivaje y pequeñas zonas de desgarramiento dúctil. Esas zonas dúctiles se generan debido a que la fractura pasa por una zona del material pero quedan pequeños ligamentos sin fracturar, esos ligamentos al poseer menor restricción geométrica a la deformación se encuentran en estado plano de tensiones permitiendo que el ligamento rompa de manera dúctil.

En la figura 6-35 se muestra un corte transversal de la superficie de fractura por clivaje sobre el material DS 992, en la probeta T 1294-1. Se observa que la fisuración secundaria es de menor magnitud que en el caso anterior. Sobre la misma probeta, en la figura 6-36a, se muestra la zona de comienzo de la propagación radial de la fractura, en el ligamento remanente de la entalla inicial. Se observa la existencia de cavidades de distintos tamaños. A mayor extensión de la fisura en el sentido radial, en la figura 6-36b, se observa que la fractura cambió a un modo de clivaje, con pequeñas zonas de desgarramiento dúctil y fisuras secundarias.

La figura 6-37 muestra la zona del ligamento remanente de la entalla inicial sobre el material DS 992, en la probeta T 1292-3, a 25x. La fractura se produjo por desgarramiento en planos a 45° coincidentes con los planos de máxima tensión de corte. La figura 6-38 muestra la misma zona a 400x. Se observan cavidades de distintos tamaños, que evidencian la existencia de una gran deformación plástica.

En las figuras 6-39 y 6-40 se observa un corte transversal de la superficie de fractura, sobre el material TAM 924, en la probeta T 1441. En la figura 6-39, tomada sobre un área de propagación por clivaje, se observa que la fisuración secundaria es menor con respecto a los casos anteriores. La figura 6-40 muestra la zona de transición en el espesor, entre el labio dúctil y la zona de propagación por clivaje. Se observa la gran deformación plástica presente en esta zona. En la figura 6-41 se observa a 400x la zona de propagación axial por clivaje (ensayo a -40°C). Puede verse también la fisuración secundaria presente, mientras que en la figura 6-42, en la probeta 1439, sobre el ligamento remanente, se observa la zona de fractura por clivaje (ensayo a -60°C).

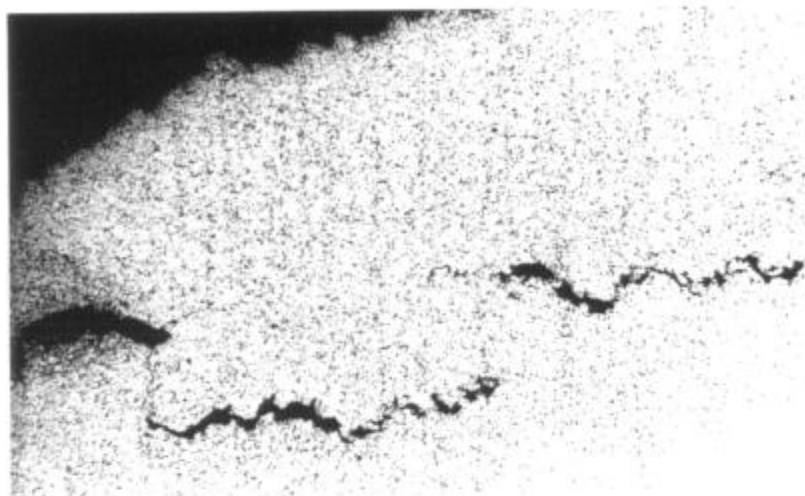


Figura 6-32: Corte transversal de la superficie de fractura de la probeta T 1163A. 50x.

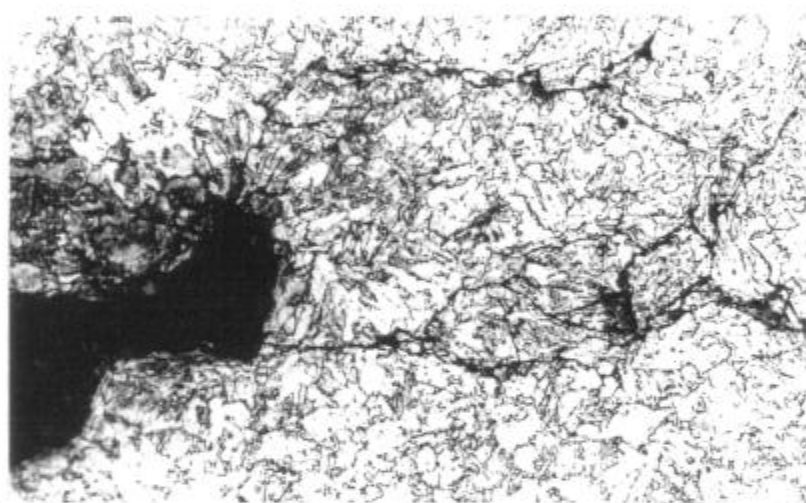


Figura 6-33: Corte transversal de la superficie de fractura de la probeta T 1163A. 500x.

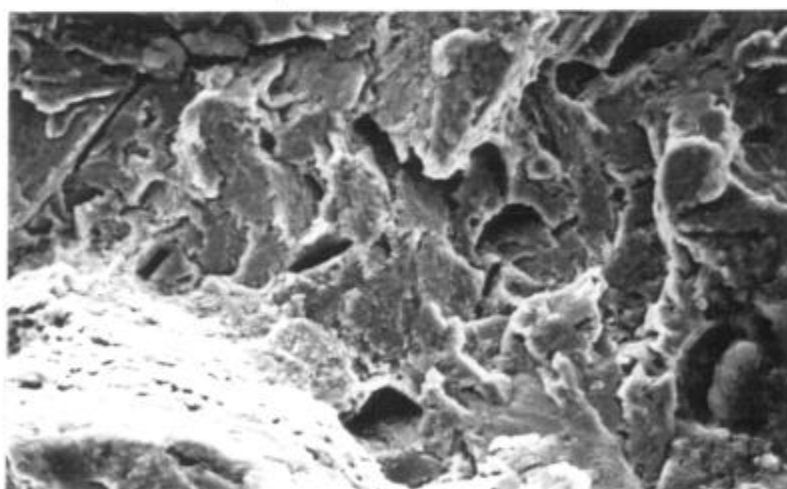


Figura 6-34: Zona de propagación axial de la fractura de la probeta T 1163A. 400x.

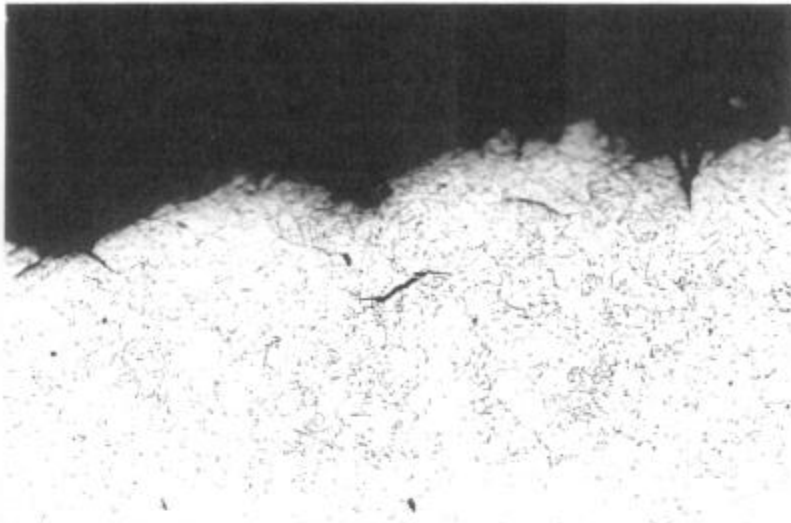
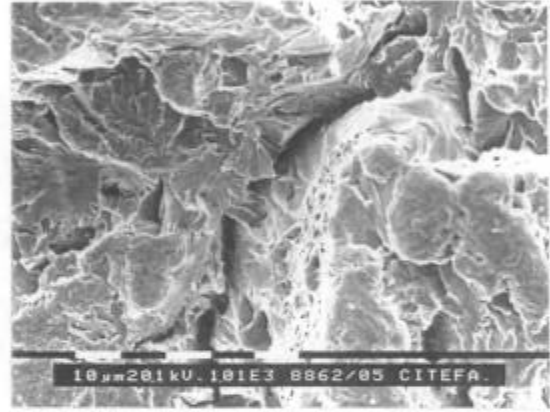
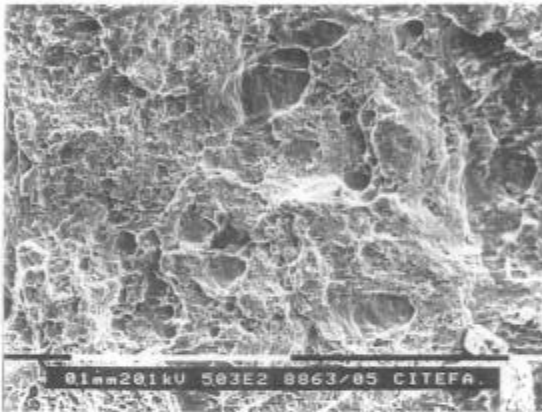


Figura 6-35: Corte transversal de la superficie de fractura de la probeta T 1294-1. 200x.



a)

b)

Figura 6-36: Zona del ligamento remanente de la probeta T 1294-1.

- a) Comienzo de la propagación radial. 500x y
- b) a la mitad del ligamento remanente. 1000x.

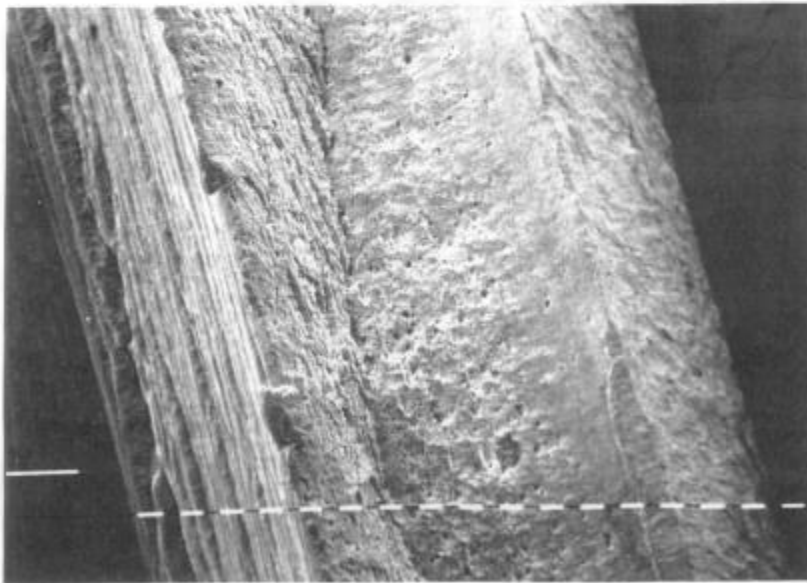


Figura 6-37: Zona del ligamento remanente en la probeta T 1292-3. 25x.

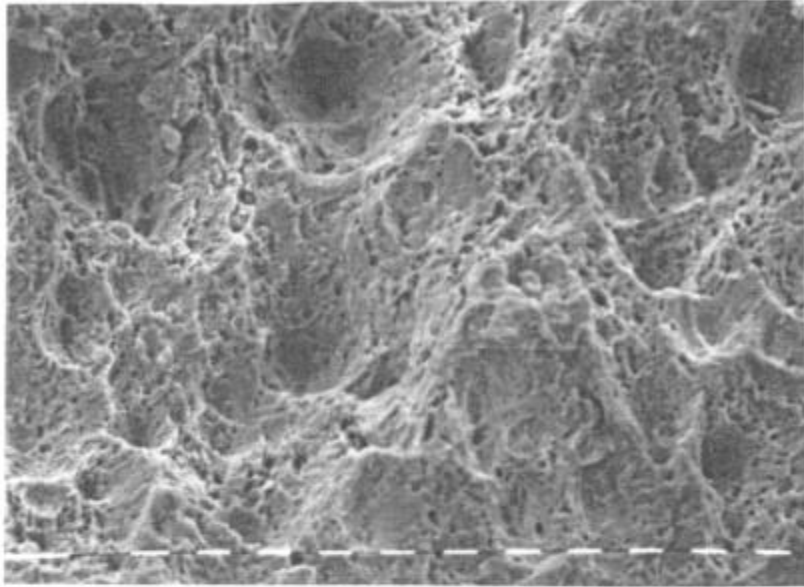


Figura 6-38: Zona del ligamento remanente en la probeta T 1292-3. 400x.

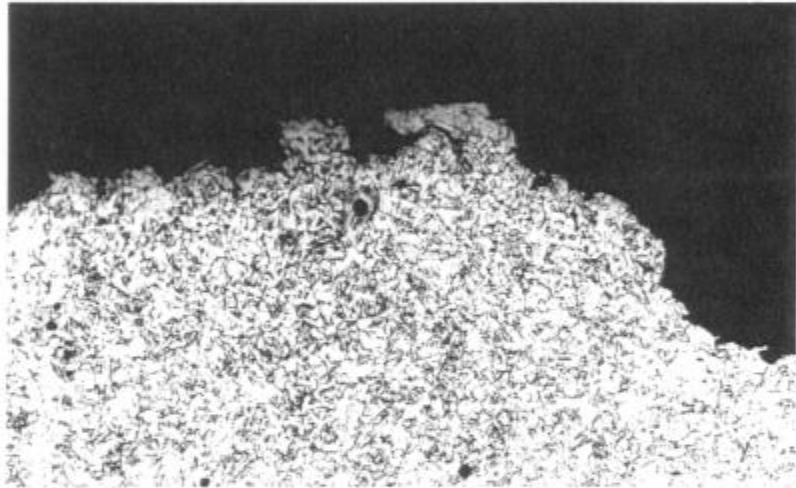


Figura 6-39: Corte transversal de la superficie de fractura de la probeta T 1441. 200x.

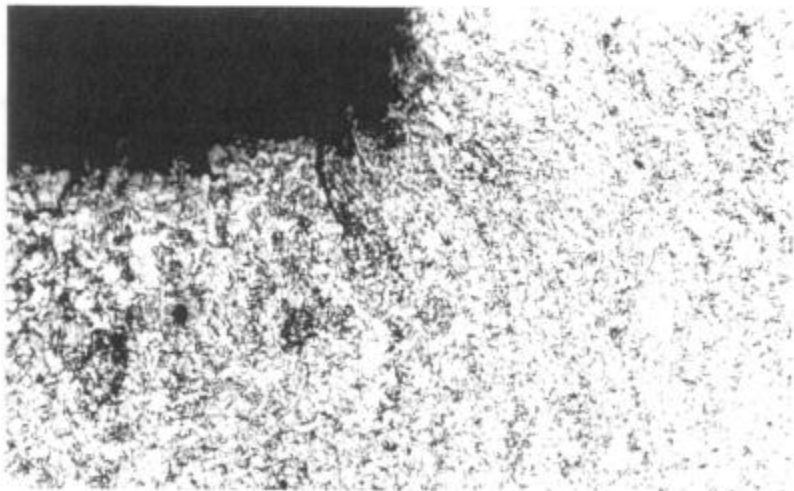


Figura 6-40: Corte transversal de la superficie de fractura de la probeta T 1441. 200x.

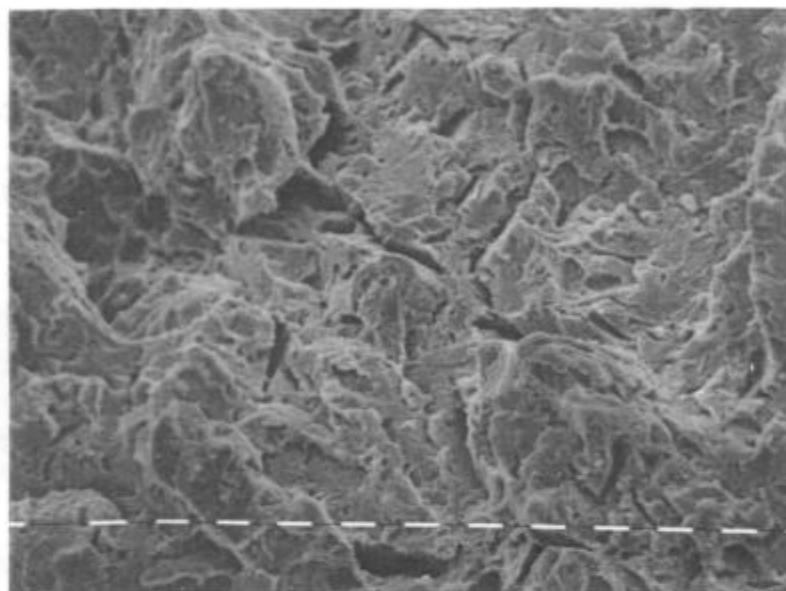


Figura 6-41: Zona de propagación axial en la probeta T1441. 400x.

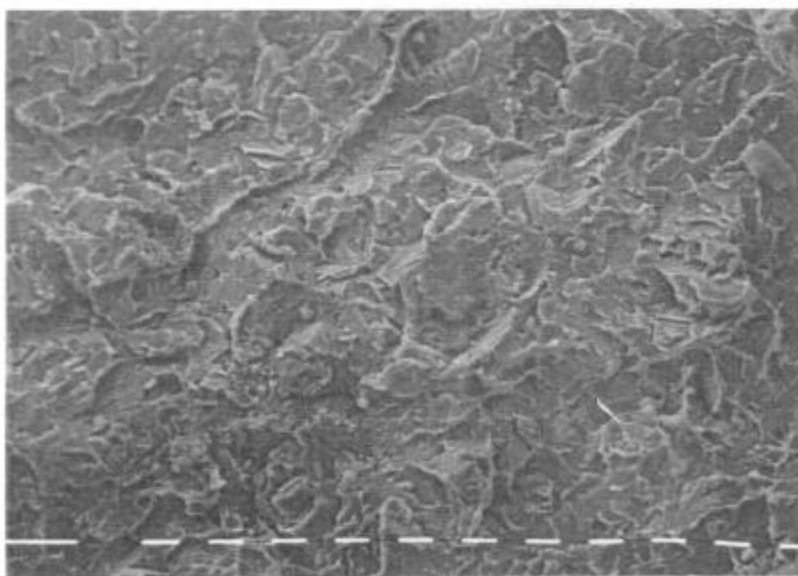


Figura 6-42: Zona del ligamento remanente en la probeta T 1439. 400x.

6.6 Otros Ensayos

6.6.1 Ensayos a Plena Escala Sobre Probetas N80

Con anterioridad al presente trabajo se ha realizado una investigación [109] sobre tubos de aceros N 80 y P 110, con el fin de estudiar la influencia de la energía consumida en el ensayo Charpy en la prevención de la propagación de fracturas frágiles. Se realizaron ensayos sobre probetas en acero N80 con diferentes tratamientos térmicos, consiguiendo con ello diferentes grados de tenacidad y por consiguiente, diferentes historias de propagación de la fractura. Mediante ensayos obtuvieron los requerimientos mínimos de energía consumida en el ensayo Charpy para prevenir el riesgo de una propagación inestable de la fractura.

Utilizando los datos experimentales hallados en el trabajo citado se continúa el desarrollo del mismo con el estudio de la propagación axial de la fractura aplicando a los mismos el modelo desarrollado en este trabajo.

Se contó como datos con las propiedades del material (tabla 6-5), y geometría de las probetas y fisuras (tabla 6-6), estas última extraídas de fotografías tomadas a las muestras luego del ensayo (fig 6-43).

Probeta	CVN Joules	J_{IC} KJ/m ²	$\sigma_{Fluencia}$ MPa	σ_{Rotura} MPa
95	95	243	553	715
28	28	201	571	760
13	13	20*	601	870

Tabla 6-5: Propiedades del material.

* Extraído del ensayo CVN

Diámetro mm.	Espesor de pared mm.	Prof. de fisura mm.	Longitud de fisura mm.
177,8	9,19	2,7	19,3

Tabla 6-6: Geometría de la probeta.

Probeta	Presión de ruptura MPa	Longitud final de fractura mm.	Apertura de boca de fractura mm.
95	68,5	120	55
28	61,2	480	10
13	73,2	670	25

Tabla 6-7: Presión de explosión y geometría final de la fractura.



Figura 6-43: Vista de las probetas luego del ensayo de explosión.
Identificación: de arriba hacia abajo probetas 95, 28 y 13.

6.6.2 Ensayos de *Drop Weight Tearing Test*

Se realizaron ensayos de DWTT (*Drop Weight Tearing Test*, ASTM E 436) sobre probetas de los tres materiales utilizados en el presente trabajo. La máquina utilizada para el ensayo poseía una energía de 4000 J. La tabla 6-8 muestra los resultados obtenidos a las distintas temperaturas de ensayo.

Temp. °C	SID 196	SID 992	TAM 924
-45	-	-	No propagó
-50	-	-	0% Area dúctil
-60	0% Area dúctil. No propagó*	No propagó	0% Area dúctil
-65	0% Area dúctil	-	-
-75	0% Area dúctil	No propagó	-

Tabla 6-8: Datos obtenidos de los ensayos de DWTT.

* Se realizaron dos ensayos.

Se observó que la energía del martillo no fue suficiente para realizar los ensayos a las temperaturas deseadas. En los casos en que la fractura no propagó, ésta no avanzó más de 10 mm antes de su arresto.

La figura 6-44 muestra la superficie de fractura de un ensayo con una probeta en material TAM 924 a -60°C. Se observa la similitud de esta superficie de fractura con la obtenida en el ensayo realizado a plena escala sobre el mismo material, a la misma temperatura (fig. 6-21).



Figura 6-44: Superficie de fractura del ensayo de DWTT en el material TAM 924.

6.6.3 Ensayos de J_{IC}

Se realizaron ensayos para obtener el valor de J_{IC} en los materiales SID 992 y TAM 924. Se utilizó el método de una probeta. En la figura 6-45 se muestra la curva obtenida en acero de probetas TAM 924 a -40°C . Se realizó un ensayo por material. La tabla 6-9 muestra los resultados obtenidos.

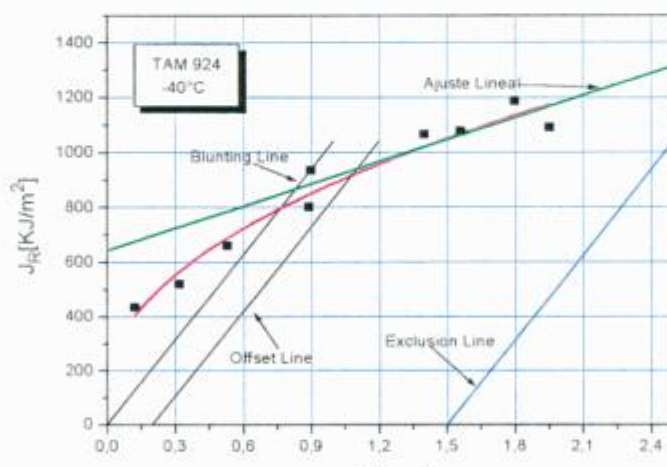


Figura 6-45: Ensayo típico de determinación del valor de J_{IC} .

Material	J_{IC} KJ/m ²	
	-60°C	-40°C
SID 992	900	1000
TAM 924	800	900

Tabla 6-9: Resultados hallados en los ensayos de obtención del valor de J_{IC} .

6.7 Observaciones de los Ensayos de Explosión a Plena Escala

Se realizaron ensayos de explosión a plena escala sobre tubos de tres aceros de baja aleación y alta resistencia, diseñados para esa aplicación, a temperaturas de -40°C y -60°C para la evaluación de la resistencia de los mismos a la propagación dinámica axial de fracturas.

Los ensayos se realizaron sobre tubos DS 196 de $273,1 \times 12,7$ mm, DS 992 de $219,1 \times 11,2$ mm, y TAM 924 de $273,1 \times 12,7$ mm, todos en acero X 65, templados y revenidos, según norma API 5L. Las entallas maquinadas en los tubos poseían una profundidad desde el 50% al 90% del espesor de la pared del mismo de acuerdo al ensayo y una longitud típica de 120 mm.

Se realizaron mediciones de la evolución de la extensión de la fractura en función del tiempo mediante tiras de medición y un dispositivo diseñado a tal efecto.

En los ensayos se observó que:

- Las superficies de fractura de la zona de propagación radial se produjeron mediante micromecanismos de clivaje y/o coalescencia de microcavidades dependiendo de la temperatura de ensayo, la presión de explosión y el espesor de la pared del tubo.
- En todos los casos la fractura en la zona de propagación axial se produjo de manera mixta, presentando las superficies marcas del tipo *chevron*. El porcentaje de labio dúctil presente en la misma varió levemente de acuerdo a la temperatura de ensayo, y en menor grado con la presión de explosión.
- En todos los casos se presentó por lo menos una ramificación de la fisura. La probeta T 1294-1 (fig. 6-11) presentó una gran cantidad de ramificaciones debido a que las condiciones de ensayo fueron las más críticas en temperatura, presión de explosión y longitud inicial de la entalla (Tablas 6-3 y 6-4).
- La diferencia entre la fuerza impulsora de propagación de fisuras y la resistencia del material fue mayor en el caso en que la longitud de fisura inicial fue mayor. Esta diferencia entre la fuerza impulsora de propagación de la fisura y la resistencia del material a la propagación de la misma da lugar a la generación y posterior propagación de ramificaciones que de otra manera se hubieran arrestado como se observa en la figura 6-10.

- En los ensayos con las probetas T1294-1 y T1294-3 en el material DS 992, en las que sólo se varió la longitud inicial de entalla (Tabla 6-3):
 1. La presión de explosión no demostró tener variación con las distintas longitudes iniciales de entalla utilizadas, resultando dentro de los márgenes de error del ensayo la misma presión de explosión (Tabla 6-4).
 2. Se observa una longitud de propagación de fractura ligeramente mayor (7% ó 32 mm) en la probeta de entalla inicial de mayor longitud (T1294-1).
 3. La mayor diferencia porcentual se observó en el valor de la apertura de la boca de la fisura, siendo ésta 33% menor en la probeta de menor longitud inicial de entalla (T1294-3).
- La presión de explosión no demostró tener una variación sistemática con las distintas temperaturas de ensayo utilizadas, existiendo un aumento en la misma con el aumento de la temperatura en tres casos (T1292-2, T1294-3; T1439, T1441; T1443, T1437), y una disminución de la misma con el aumento de la temperatura (T1294-2, T1292-3).
- En todos los casos se observó con el aumento de la temperatura de ensayo, una disminución en la longitud final de propagación de la fractura.
- No se observó una tendencia definida en los valores de apertura de boca de fisura con la temperatura.
- En el caso en que se utilizó un relleno de metal dentro de la probeta (ensayo T 1163A) quitando parte del volumen al líquido de presurización, se observó una marcada disminución en los valores de la longitud final de fractura y apertura de la boca de la misma, debido a que el fenómeno de despresurización se produjo en un lapso de tiempo menor respecto a los demás ensayos.
- Del punto anterior se concluye que los valores de la longitud final de la fractura y la apertura de la boca de la misma, son fuertemente dependientes del área de la fisura generada en la probeta durante el ensayo, el volumen de la probeta, y el fluido utilizado, los que son los principales responsables de la forma del transitorio de presión asociado al ensayo.
- En el ensayo T 1163A, sobre la izquierda de la probeta la ramificación tomó lugar desde el orificio de colocación de la termocupla, siendo la posible causa la acumulación de energía en esa singularidad que actuaría como un arrestador de fisura.

- La fisura se propaga en modo I en sentido radial y al comienzo de la propagación axial. La misma cambia a un modo mixto entre los modos I y III hacia el final de la propagación axial, esto es debido al momento flexor actuante sobre las diversas partes de la probeta.
- El valor observado de la apertura de la boca de la fisura en los casos en que la fractura ramificó desde el final de la entalla inicial (ej. fig. 6-23), se debe en gran medida al efecto de flexión ejercido por la presión interna sobre las alas de la probeta y la rotación consecuente de esa sección, más que a la deformación producida por el campo de tensiones generado por la fisura.

Se recomienda para mejorar la adquisición de datos de la extensión de la fisura en función del tiempo actuar sobre los siguientes puntos:

- Mejorar el circuito electrónico periférico a las tiras de medición, evitando así señales falsas.
- Disminuir el espesor de la capa de polímero elástico colocada entre el tubo y la tiras de medición.
- Disminuir la posibilidad de la bifurcación de la fractura al comienzo de la propagación axial, mediante la utilización de tubos con fisuras en lugar de entallas.

7 Modelado de la Propagación Dinámica de Fracturas

El objetivo de este análisis es predecir de manera cuantitativa la evolución de la fisura en función del tiempo, para cualquier geometría de probeta cargada en modo I. Esto es hallar: i) los valores instantáneos de la velocidad de propagación de la fractura, y por consiguiente ii) la longitud de arresto de la misma. Para ello se ingresan como datos la tenacidad dinámica del material (J_{RD}) y el valor de J aplicado (J_{app}).

El modelo plantea la conservación de la cantidad de movimiento del proceso por unidad de longitud de avance de la fractura. La figura 7-1 muestra el esquema de entradas y salida del modelo, para el caso más general.

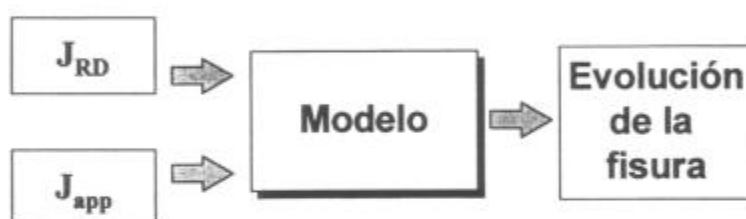


Figura 7-1: Esquema de entradas y salida del modelo.

Para realizar esta teoría se realizan las siguientes hipótesis generales:

- El material es homogéneo e isótropo.
 - Es válida la teoría de la mecánica de fractura elastoplástica.
 - El cuerpo se carga en modo I.
 - La fisura se propaga en forma rectilínea, sin bifurcaciones de la misma.
 - Las deformaciones son pequeñas con respecto a las dimensiones de la probeta.
- También se consideran hipótesis particulares para cada uno de los puntos del modelo tratados más adelante.

Para el caso de los ensayos de explosión a plena escala realizados, se cuenta con los datos de la evolución de la fisura en función del tiempo y J_{app} . Debido a la unicidad de la solución, con estos datos se ingresa al modelo para realizar el cálculo de la tenacidad dinámica del material, como se observa en la figura 7-2.



Figura 7-2: Esquema de entradas y salida del modelo aplicado a los ensayos de explosión a plena escala.

Una vez hallada la tenacidad dinámica del material, se obtienen las condiciones para que se produzca la pérdida antes que la rotura (LBB). Este es un caso particular de todas las posibles evoluciones de la fisura, en la que una fisura en el espesor de la pared del tubo se propaga radialmente, pero luego no continúa la propagación axial de la misma.

Esto se muestra esquemáticamente en la figura 7-3.



Figura 7-3: Esquema de entradas y salida del modelo aplicado a los ensayos de explosión a plena escala una vez hallada la tenacidad dinámica del material.

7.1 Ecuación Constitutiva del Movimiento

En este trabajo se plantea una nueva ecuación constitutiva del movimiento para la propagación de fracturas que relaciona las propiedades del material, el sistema de fuerzas aplicadas y la geometría de la probeta, para hallar la velocidad de propagación de la fractura, su longitud de propagación al arresto, y en el caso de los ensayos de explosión a plena escala, las condiciones para que se produzca LBB. Se parte de la ecuación de variación del impulso

$$d(m \cdot v) = F \cdot dt \quad [7-1]$$

o bien

$$\frac{dm}{dt} \cdot v + m \cdot \frac{dv}{dt} = F \quad [7-2]$$

multiplicando y dividiendo por dx

$$\frac{dm}{dx} \cdot \frac{dx}{dt} \cdot v + m \cdot \frac{dx}{dt} \cdot \frac{dv}{dx} = F \quad [7-3]$$

reagrupando términos la ecuación 7-3 se transforma en

$$\frac{dm}{dx} \cdot v^2 + m \cdot v \cdot \frac{dv}{dx} = F \quad [7-4]$$

Se postula que la fuerza en la ecuación 7-4 viene dada por la diferencia existente entre la fuerza impulsora de propagación de fisuras, dada por el valor de J aplicado (J_{app}); y el valor de la resistencia del material a la propagación dinámica de fisuras, expresado a través del valor de J dinámico del material (J_{RD}).

Por condiciones físicas existe una velocidad límite de propagación de las fracturas (v_{Lim}), la cual no puede ser superada (ec. 5-35). Por lo tanto en un estado estacionario de propagación de la fractura, para la condición en la que $v \rightarrow v_{Lim}$ se tendrá que

$$\frac{dm}{dx} \cdot v_{Lim}^2 = J_{app} - J_{RD} \quad [7-5]$$

de esta condición es posible extraer la ley de variación de la masa, con lo cual

$$dm = \frac{1}{v_{Lim}^2} \cdot (J_{app} - J_{RD}) dx \quad [7-6]$$

realizando un cambio de variables e integrando la ec 7-6, se define la "masa efectiva" m , que se desplaza a velocidad v con la fractura como

$$m = \frac{1}{v_{Lim}^2} \cdot \int (J_{app} - J_{RD}) da \quad [7-7]$$

Debe tenerse en cuenta que esta masa obtenida no es la masa real del tubo que se halla en movimiento, sino que la misma es obtenida de las hipótesis utilizadas en el modelo. Reemplazando la ec. 7-7 en la ecuación de movimiento se obtiene

$$\left(\frac{v}{v_{Lim}} \right)^2 + \frac{v}{v_{Lim}^2} \cdot \frac{\int (J_{app} - J_{RD}) da}{(J_{app} - J_{RD})} \cdot \frac{dv}{da} - 1 = 0 \quad [7-8]$$

Resolviendo esta ecuación diferencial es posible hallar los valores instantáneos que toma la velocidad de la fractura en su propagación.

7.2 Cálculo de la Fuerza Impulsora de Propagación de Fracturas

Como se ha detallado en la sección anterior, para que se produzca el avance de la fisura es necesaria la existencia de una fuerza impulsora para la propagación de la misma. La solución analítica del cálculo de esta fuerza impulsora debe contemplar varios factores presentes en los experimentos de fractura dinámica:

- La solución analítica debe plantear las ecuaciones de movimiento del cuerpo en lugar de las ecuaciones de equilibrio.
- La probeta se va despresurizando a partir de que la fisura se hizo pasante a través del espesor.
- Existe un gradiente de presiones dentro de la probeta desde la boca de la fisura, que se encuentra a presión atmosférica, tanto en dirección radial como axial.

- La geometría de la probeta va cambiando a través del ensayo.
- Se produce el rebote de ondas de tensión en el plano de la fractura y los límites de la probeta, lo cual modifica el campo de tensiones presente en los cálculos estáticos.

Debido a la complejidad que implica resolver los puntos mencionados anteriormente, el caso estudiado en este trabajo carece hasta el momento de solución analítica.

Debe tenerse en cuenta además, que en los ensayos realizados se produjeron grandes deformaciones de la probeta, extensiones de fisura del orden de la longitud de la probeta y la bifurcación de la misma. Esto hace extremadamente difícil el cálculo del área del orificio producido por la fractura mediante el modelado de la misma. El cálculo del caudal de fluido que sale de la probeta utilizará como dato el área del orificio de la fisura, extraído de los ensayos a plena escala.

Se presenta entonces una simplificación del cálculo de esta fuerza impulsora, a través de la realización de un planteo estático con bases en la LEFM. Utilizando como datos: i) el área del orificio producido por la fractura, ii) la geometría de la probeta, iii) las propiedades mecánicas de la probeta y iv) las propiedades mecánicas del fluido, se desarrolló un modelo para el cálculo del caudal de fluido que sale de la probeta. Teniendo en cuenta el caudal hallado, se calculó la despresurización de la misma. Con la geometría del tubo y la solución propuesta por Erdogan, Folias y Tada [59] para un cilindro sometido a presión interna con una fisura axial de longitud $2a$, se calculó el factor de intensidad de tensiones aplicado, del que se derivó la fuerza impulsora de propagación de la fractura. El esquema de entradas y salida para el cálculo de la misma se observa en la figura 7-4.

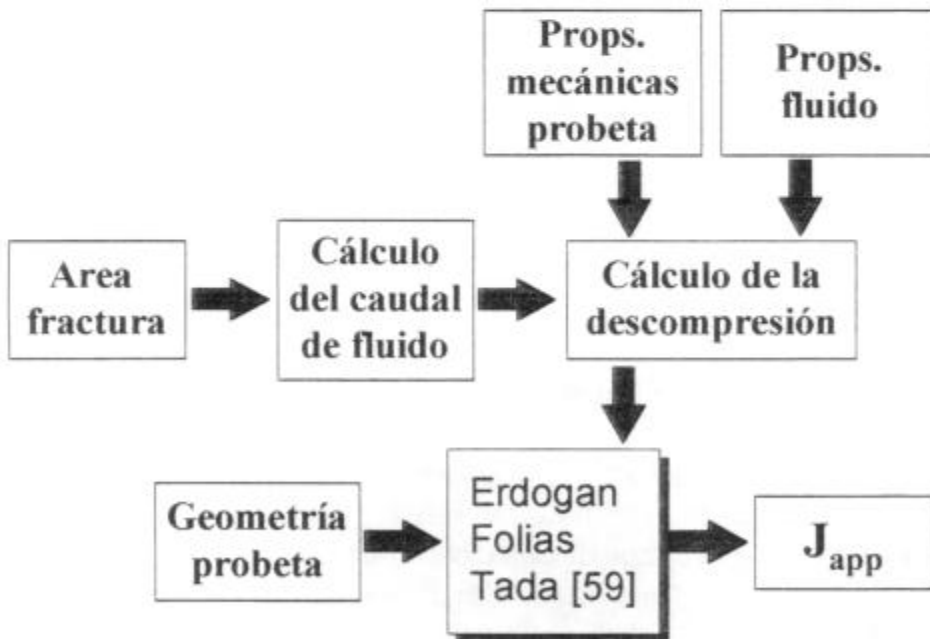


Figura 7-4: Esquema de entradas y salida para el cálculo del valor de J_{app} .

7.2.1 Factor de Intensidad de Tensiones

El factor de intensidad de tensiones se calculó utilizando la solución propuesta por Erdogan, Folias y Tada [59], para un cilindro sometido a presión interna con una fisura axial de longitud $2a$, el cual será

$$K_{app} = \sigma \cdot \sqrt{\pi \cdot a} \cdot F(\lambda) \quad [7-9]$$

con

$$\lambda = \frac{a}{\sqrt{R \cdot t}} \quad [7-10]$$

y

$$F(\lambda) = (1 + 1,25 \cdot \lambda^2)^{\frac{1}{2}} \quad 0 < \lambda \leq 1 \quad [7-11a]$$

$$F(\lambda) = 0,6 + 0,9 \cdot \lambda \quad 1 \leq \lambda \leq 5 \quad [7-11b]$$

El factor geométrico F tiene en cuenta que la probeta es cilíndrica. De la ec. 2-34 se tiene

$$G = J_{app} = \frac{K_{app}^2}{E} = \frac{\sigma_h^2 \cdot \pi \cdot a}{E} \cdot F(\lambda)^2 \quad [7-12]$$

En este caso, debido a las propiedades del material utilizado y condiciones de ensayo, se produce una zona de deformación plástica apreciable en la zona próxima a la punta de la fisura durante su propagación. La corrección por plasticidad utilizada es la propuesta por Irwin [10], con lo que la expresión [7-12] queda de la siguiente manera

$$J_{app} = \frac{\sigma_h^2 \cdot \pi \cdot a}{E} \cdot \left[1 + \left(\frac{\sigma_h}{\sigma_0} \right)^2 \right] \cdot (1 + 1,25 \lambda^2) \quad 0 < \lambda \leq 1 \quad [7-13a]$$

$$J_{app} = \frac{\sigma_h^2 \cdot \pi \cdot a}{E} \cdot \left[1 + \left(\frac{\sigma_h}{\sigma_0} \right)^2 \right] \cdot (0,6 + 0,9 \cdot \lambda)^2 \quad 1 \leq \lambda \leq 5 \quad [7-13b]$$

7.2.2 Cálculo del Caudal de Fluido

El ensayo se inicia con una fisura en el espesor del tubo que luego de propagarse radialmente se convierte en una fisura pasante a través de la pared del mismo. Debido a esto se deberá realizar el cálculo del caudal de fluido que escapa por el orificio generado por la fisura, para poder hallar la presión instantánea existente durante el proceso de fractura.

El modelo desarrollado en este trabajo parte del conocimiento de la presión de explosión, y por consiguiente la deformación elástica volumétrica a la que está sometida la probeta en ese instante. El volumen total de fluido que se escapará a través del área del orificio producido por la fisura está dado por: i) la deformación elástica volumétrica del tubo y ii) el cambio del volumen específico del fluido contenido en el tubo. Las ecuaciones utilizadas para el cálculo de la despresurización de la probeta son las de conservación de la masa y de la energía. Las hipótesis planteadas son las siguientes:

1. La caída de presión ocurre simultáneamente en todo el volumen del tubo.
2. La despresurización es nula si la fisura avanza a igual o mayor velocidad que las ondas elásticas en el fluido.

La primera hipótesis, que asume que todo punto se encuentra a la misma presión, es realizada en base a la corta longitud de la probeta (<2 m) en comparación a los ensayos en los que debe realizarse dicha consideración [44].

Es posible analizar cualitativamente los casos extremos de la segunda hipótesis y su relación con la primera. Esto es i) para velocidad de propagación de la fractura nula y ii) para velocidad de propagación de la fractura igual a la de la propagación de ondas elásticas en el fluido (v_{fl}).

Si la velocidad de la fractura es nula, la presión dentro de la probeta es aproximadamente constante. En este caso, el gradiente de presión es generado por el gradiente de velocidad existente en el fluido. El efecto de la velocidad de propagación de las ondas elásticas en el fluido sobre la distribución de presiones es despreciable.

En el caso en que la fractura avanza a la velocidad de la propagación de ondas elásticas en el fluido, la presión permanece constante delante de la fisura, mientras que detrás de la misma existe un gradiente de presiones, en donde la presión del fluido puede llegar a la presión atmosférica.

Matemáticamente este fenómeno puede ser tenido en cuenta mediante un coeficiente de despresurización (ψ) dado por

$$\psi = 1 - \frac{v}{v_{fl}} ; \quad 0 \leq v \leq v_{fl} \quad [7-14a]$$

$$\psi = 0 ; \quad v > v_{fl} \quad [7-14b]$$

En el planteo de este problema, el caudal perdido del interior del tubo será igual a la variación de volumen del mismo en función del tiempo $\left(\frac{dV}{dt}\right)$.

Esta variación de volumen es debida a dos factores: i) la dilatación de la probeta y ii) el cambio de volumen específico del fluido, tomado como un aumento del volumen de la probeta. Esto es

$$Q_t = \frac{dV}{dt} \quad [7-15]$$

donde el subíndice t indica valores instantáneos, Q_t es el caudal de fluido que sale por el orificio de la fisura. La ecuación que permite calcular este caudal es la siguiente

$$Q_t = \psi \cdot \eta \cdot A_t \cdot v_t \quad [7-16]$$

donde η es el coeficiente de descarga hidráulico del sistema, A_t es el área de la fisura y v_t la velocidad de salida del fluido.

7.2.3 Cálculo de la Despresurización del Tubo

Para poder realizar el cálculo de la fuerza impulsora de la propagación de la fisura a través de la ec. 7-13, es necesario conocer en cada instante la tensión remota aplicada en las paredes del tubo y la longitud de la fisura.

Siendo la probeta un cilindro, su volumen será

$$V = \pi \cdot R^2 \cdot L \quad [7-17]$$

e igual a

$$V = m \cdot \nu \quad [7-18]$$

donde R es el radio interno de la probeta, L su longitud, m la masa de fluido contenido ρ la densidad del fluido y ν el volumen específico del mismo, con lo cual

$$V = V \cdot \rho \cdot \nu \quad [7-19]$$

y

$$\frac{dV}{dp} = \frac{\partial V}{\partial p} + V \cdot \frac{\partial \rho}{\partial p} \cdot \nu + V \cdot \rho \cdot \frac{\partial \nu}{\partial p} \quad [7-20]$$

En la ecuación 7-20, el primer término es la variación del volumen por deformación mecánica de la probeta. Obviamente el segundo y tercer término se anulan mutuamente. Para tener en cuenta la compresibilidad del fluido, el cambio de densidad del mismo se toma como una expansión del volumen de la probeta presurizada. El volumen de la probeta es mayor al real, en la proporción de densidades del fluido entre la presión atmosférica y la de la probeta. Esto es debido a que la salida del fluido se produce a presión atmosférica, con una densidad correspondiente a esa presión, mientras que dentro del tubo el mismo está contenido a una presión mayor. Esta consideración es sólo válida para el cálculo de la cantidad de fluido que puede salir de la probeta durante el ensayo.

Desarrollando el primer término del segundo miembro de la ecuación 7-20 tenemos

$$\frac{\partial V_{(R,L)}}{\partial p} = \frac{\partial V}{\partial R} \cdot \frac{\partial R}{\partial p} + \frac{\partial V}{\partial L} \cdot \frac{\partial L}{\partial p} \quad [7-21]$$

o bien

$$\frac{\partial V_{(R,L)}}{\partial p} = 2 \cdot \pi \cdot R \cdot L \cdot \frac{\partial R}{\partial p} + \pi \cdot R^2 \cdot \frac{\partial L}{\partial p} \quad [7-22]$$

Tomando la dirección 1 en el sentido circunferencial, 2 en el sentido axial y despreciando las tensiones en el sentido radial se tiene

$$\sigma_1 = \frac{p \cdot R}{t_h} \quad [7-23]$$

y

$$\sigma_2 = \frac{p \cdot R}{2 \cdot t_h} \quad [7-24]$$

de la relación entre tensiones y deformaciones

$$\frac{\partial R}{\partial p} = \frac{R^2}{E \cdot t_h} \cdot \left(1 - \frac{\mu}{2}\right) \quad [7-25]$$

y

$$\frac{\partial L}{\partial p} = \frac{R}{E \cdot t_h} \cdot L \cdot \left(\frac{1}{2} - \mu\right) \quad [7-26]$$

con

μ : Coeficiente de Poisson.

t_h : Espesor de la pared del tubo.

Reemplazando y operando:

$$\frac{\partial V_{(R,L)}}{\partial p} = \frac{\pi \cdot R^3 \cdot L}{E \cdot t_h} [(2 - \mu) + (1 - 2 \cdot \mu)] \quad [7-27]$$

Para los aceros $\mu = 0,3$ con lo cual el término $[(2 - \mu) + (1 - 2 \cdot \mu)] \approx 2$, quedando

$$\frac{\partial V_{(R,L)}}{\partial p} = \frac{2 \cdot \pi \cdot R^3 \cdot L}{E \cdot t_h} \quad [7-28]$$

Para el cálculo de la velocidad de salida del fluido del interior del tubo, se plantea la conservación de la energía expresada por el teorema de Bernoulli en el cual

$$p_n + \frac{\rho_n \cdot v_n^2}{2} + z_n = \text{cte} \quad [7-29]$$

donde el subíndice n indica el punto en cuestión, p la presión hidrostática, ρ la densidad del fluido contenido en el tubo, v la velocidad del fluido y z la altura del fluido en base a una referencia arbitraria.

De las expresiones [7-16], [7-28] y [7-29] se deduce que

$$\frac{dP}{dt} = \frac{\psi_t \cdot \eta \cdot \sqrt{p_t} \cdot A_t \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot g}{\rho_t}}}{\pi \cdot R_t^2 \cdot L_t \cdot \left[\frac{2 \cdot R_t}{E \cdot t_h} + \rho_t \cdot \xi \right]} \cdot v_t \quad [7-30]$$

en donde ξ la compresibilidad del fluido. En función de la tensión circunferencial instantánea y el avance de la fisura, y tomando los valores iniciales (subíndice 0) de las variables poco significativas para el cálculo.

$$\frac{d\sigma_t}{da} = \frac{\sqrt{\sigma_{1t}}}{v_t} \cdot A_t \cdot \psi_t \cdot \frac{\eta \cdot \sqrt{\frac{R_0}{t_h}} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot g}{\rho_0}}}{V_0 \cdot \left[\frac{2 \cdot R_0}{E \cdot t_h} + \rho_0 \cdot \xi \right]} \quad [7-31]$$

En esta expresión existen cuatro variables acopladas: la tensión circunferencial, la velocidad de la fractura, el área de la misma y el coeficiente de despresurización ψ , siendo el resto una constante.

7.3 Tenacidad Dinámica del Material

En la teoría de la mecánica de fractura elastoplástica, se observa que para muchos materiales la resistencia de un material a la propagación de fracturas expresada a través de la curva J_R , (ec. 3-32) es

$$J_{R(\Delta a)} = J_{IC} + \alpha \cdot (\Delta a)^n \quad [7-32]$$

siendo

$J_{R(\Delta a)}$: Valor que toma la resistencia del material a medida que avanza la fractura de manera cuasiestática.

J_{IC} : El valor inicial de J_R o valor crítico, para el cual la fisura comienza a propagar.

α y n son constantes a determinar.

El proceso de fractura que ocurre en los ensayos dinámicos, está lejos del caso cuasiestático y considerarlo de esa manera claramente conduciría a resultados erróneos. Típicamente las velocidades de propagación de la fractura son de varios cientos de metros por segundo. Esto implica que el valor de la tenacidad del material utilizado para el cálculo, deberá ser el dinámico dado por la ec. 5-29.

Si se intenta utilizar el mismo criterio que el utilizado en la ec. 5-29 para hallar el valor dinámico de tenacidad del material más allá de los límites elásticos, como

primera aproximación en esa ecuación se propone reemplazar al valor de K_{IA} por el valor de $J_{R(\Delta a)}$, con lo cual

$$J_{RD} = \frac{J_{R(\Delta a)}}{\left(1 - \frac{v}{v_{Lim}}\right)^m} \quad [7-33]$$

Queda ahora por resolver el sistema de ecuaciones diferenciales formado por las ecs. 7-8 y 7-31.

7.4 Solución del Sistema de Ecuaciones Diferenciales

Dentro de la solución de esta ecuación diferencial, los valores de J_{app} y J_{RD} se encuentran fuertemente acoplados. Por un lado la fuerza impulsora de propagación de fracturas dependerá de la tensión aplicada en la pared de la probeta y ésta, de la presión interna del tubo. Esta presión interna irá en disminución a medida que el fluido vaya escapando de la probeta por el orificio producido por la fractura. Esta área será función de la velocidad de propagación de la fractura y de las propiedades del material, las cuales dominarán su geometría. Por otro lado, el valor de la resistencia dinámica del material a la propagación de fracturas será función de la velocidad de propagación de la misma y de la extensión de la fisura. La velocidad de la fractura y por consiguiente la extensión de la misma se hallan de la solución de la ecuación diferencial planteada.

La interrelación entre las variables del problema se observa en la figura 7-5.

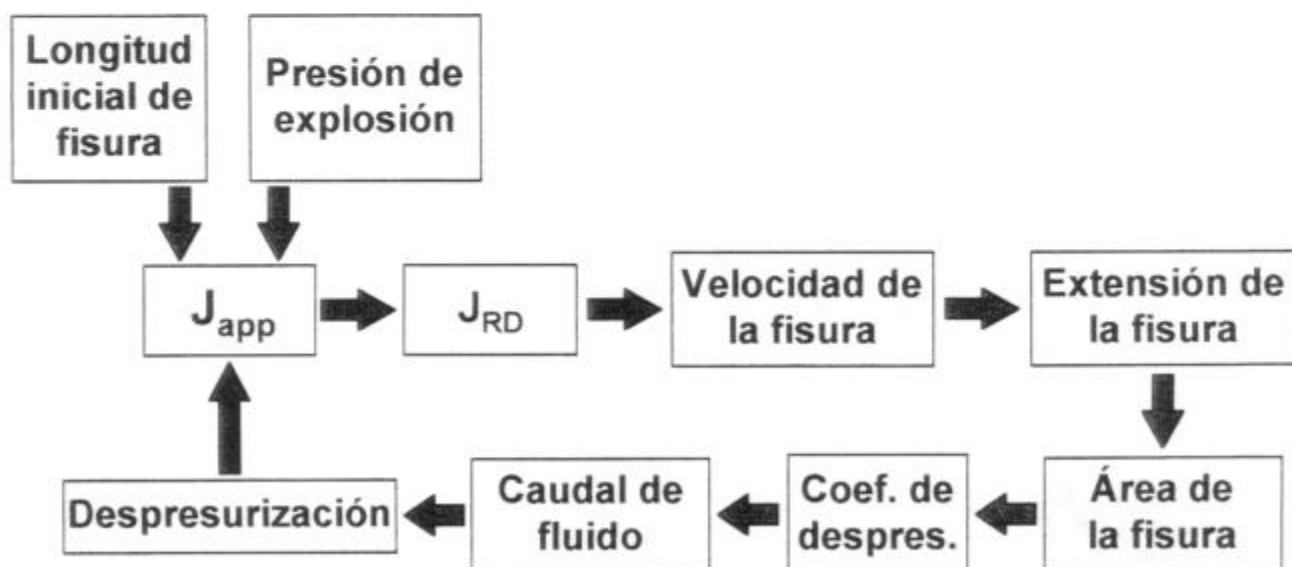


Figura 7-5: Interrelación entre las variables del problema.

Las variables que se encuentran dentro del bucle de la figura 7-5 se hallan fuertemente acopladas. De esto resulta que el sistema de ecuaciones diferenciales formado por las ecs. 7-8 y 7-31 no posee solución analítica, hallándose su solución por medio de métodos numéricos, mediante el método de diferencias finitas. Utilizando la propiedad de que la función de despresurización y su derivada primera no presentan discontinuidades, para simplificar el cálculo e introduciendo un error acotado debido a ello, se halló la presión instantánea en el punto actual, en base a un desarrollo en series de Taylor, tomando los dos primeros términos de dicho desarrollo. Con este artificio resta por hallar la raíz de la ec. 7-8 para obtener la solución del problema.

La ecuación diferencial 7-8 posee tres raíces y una discontinuidad esencial de segunda especie, como se observa en la figura 7-6.

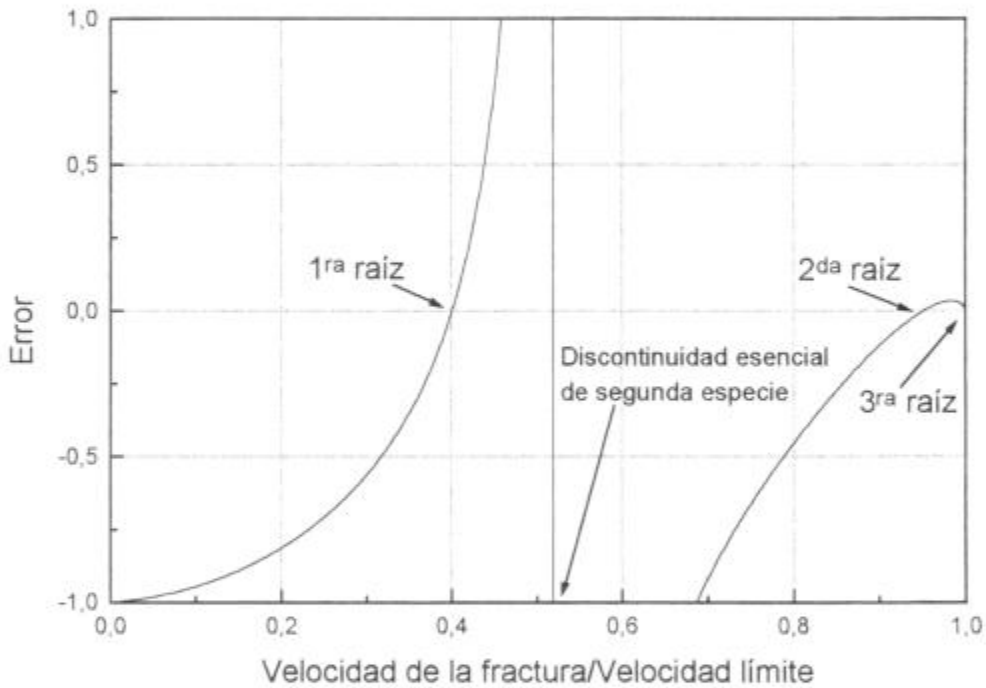


Figura 7-6: Función error de la ecuación diferencial 7-8.

Para realizar la figura 7-6 se tomó un punto cualquiera de la propagación de la fisura, se le asignó un valor arbitrario a J_{app} y se varió J_{RD} con la velocidad de propagación de la fractura. Se graficó la función error de la ecuación diferencial 7-8 en función de la velocidad de la fractura normalizada con la velocidad límite. De aquí se extraen los siguientes límites

$$\lim_{v \rightarrow v_{Lim}} \left[\left(\frac{v}{v_{Lim}} \right)^2 + \frac{v}{v_{Lim}^2} \frac{\int (J_{app} - J_{RD}) da}{(J_{app} - J_{RD})} \cdot \frac{dv}{da} - 1 \right] \quad [7-34]$$

calculando el límite del término indeterminado de la ecuación 7-34 se tiene

$$\lim_{v \rightarrow v_{Lim}} \left(\frac{\int (J_{app} - J_{RD}) da}{(J_{app} - J_{RD})} \right) = \lim_{v \rightarrow v_{Lim}} \left(\frac{\int J_{RD} \cdot da}{J_{RD}} \right) = \quad [7-35]$$

De la definición de J_{RD} (ec. 7-33) y haciendo un cambio de variables

$$\lim_{x \rightarrow 1} \left(\frac{\int \frac{1}{1 - \frac{1}{x}} dx}{\frac{1}{1 - \frac{1}{x}}} \right) = \lim_{t \rightarrow 1} (\ln t \cdot t) = 0 \quad [7-36]$$

Para la condición en que la velocidad iguale el valor de J_{RD} con el de J_{app} (v_s)

$$\lim_{v \rightarrow v_s^-} \left[\left(\frac{v}{v_{Lim}} \right)^2 + \frac{v}{v_{Lim}^2} \frac{\int (J_{app} - J_{RD}) da}{(J_{app} - J_{RD})} \frac{dv}{da} - 1 \right] = +\infty \quad [7-37a]$$

$$\lim_{v \rightarrow v_s^+} \left[\left(\frac{v}{v_{Lim}} \right)^2 + \frac{v}{v_{Lim}^2} \frac{\int (J_{app} - J_{RD}) da}{(J_{app} - J_{RD})} \frac{dv}{da} - 1 \right] = -\infty \quad [7-37b]$$

Los límites laterales son $\pm\infty$, indicando que en el punto existe una discontinuidad esencial de segunda especie. Para valores de velocidad superiores a v_s , el denominador del segundo término de la ecuación 7-8 será negativo. Debido a que el valor de J_{RD} crece a causa del crecimiento del valor de J_{app} , cabe preguntarse si es posible esta condición.

Por encima de v_s , la ecuación 7-8 tendrá otra raíz luego que el numerador del segundo término de la misma cambie de signo, es decir que la masa tome valores negativos en un valor de $v=v_n$. La condición es

$$v_n = \{v\} \text{ tal que } \int_0^a J_{app} da - \int_{a_0}^a J_{RD} da = 0 \quad [7-38]$$

Es importante notar en la ecuación 7-38 que los límites de integración no son los mismos en ambos términos. Esto implica que a velocidad nula para el instante inicial existe una *masa efectiva* inicial (m_0) dada por

$$m_0 = \frac{1}{v_{Lim}^2} \int_0^{a_0} J_{app} da \quad [7-39]$$

Hasta este punto la segunda y tercera raíz de la ec 7-8 (fig 7-6) se producen para valores de masa negativas, condición que no es posible físicamente, quedando la primera raíz como única solución de la ecuación. Queda determinar en qué condiciones se puede producir que el valor de v supere el de v_s .

Para ello analizamos la ec 7-8, fijando un avance de la fractura desde el punto i , representado por el valor de $a_{(i)}$, $v_{(i)}$, $J_{R(i)}$, $J_{app(i)}$, y $J_{RD(i)}$ al punto $i+1$, con un incremento virtual en la longitud de la fisura de Δa . Si la velocidad hallada en el punto $i+1$ es ≤ 0 , la fractura arrestó a la longitud $a_{(i)}$.

Para la velocidad $v_{(i)}$, en el punto $i+1$ se cumple que $J_{RD(i+1)} < J_{app(i+1)}$, pero esa velocidad ya no es una raíz de la ec.7-8 en el punto $\Delta a_{(i+1)}$. De la resolución de la ecuación diferencial 7-8 por el método mencionado más arriba, es posible conocer en este punto el valor $J_{app(i+1)}$, el valor de J_R sólo es función del crecimiento de la fisura, por lo tanto es conocido, quedando por determinar el valor de $J_{RD(i+1)}$ a través de una velocidad que sea raíz de la ec 7-8.

Dado que $0 \leq v \leq v_{Lim}$, el primer término de esta ecuación toma valores $0 \leq (v/v_{Lim})^2 \leq 1$, de esto resulta que el segundo término debe ser positivo para que exista solución. Si la masa debe ser positiva, el denominador de ese término deberá ser del mismo signo que el diferencial de la velocidad.

En el gráfico 7-7 si la velocidad toma valores mayores a v_s

$$\frac{dv}{da} > 0 \wedge \frac{\int (J_{app} - J_{RD}) da}{(J_{app} - J_{RD})} < 0 \quad [7-40]$$

si la velocidad toma valores entre $0 \leq v \leq v_{(i)}$ entonces

$$\frac{dv}{da} < 0 \wedge \frac{\int (J_{app} - J_{RD}) da}{(J_{app} - J_{RD})} > 0 \quad [7-41]$$

Se deduce que necesariamente dada una curva de J_{app} monótonamente creciente, si en el punto i , $J_{RD(i)} < J_{app(i)}$, y para la misma $v_{(i)}$ $J_{RD(i+1)} < J_{app(i+1)}$, la solución estará comprendida entre la velocidades $v_{(i)} < v_{(i+1)} < v_s$. Bajo estas condiciones la curva de J_{RD} presentada en la figura 7-7 no es posible, debiendo estar el valor de J_{RD}

comprendido entre su valor anterior y el valor actual de J_{app} . En la figura 7-6 se observa que la solución se encuentra a la derecha de la discontinuidad.

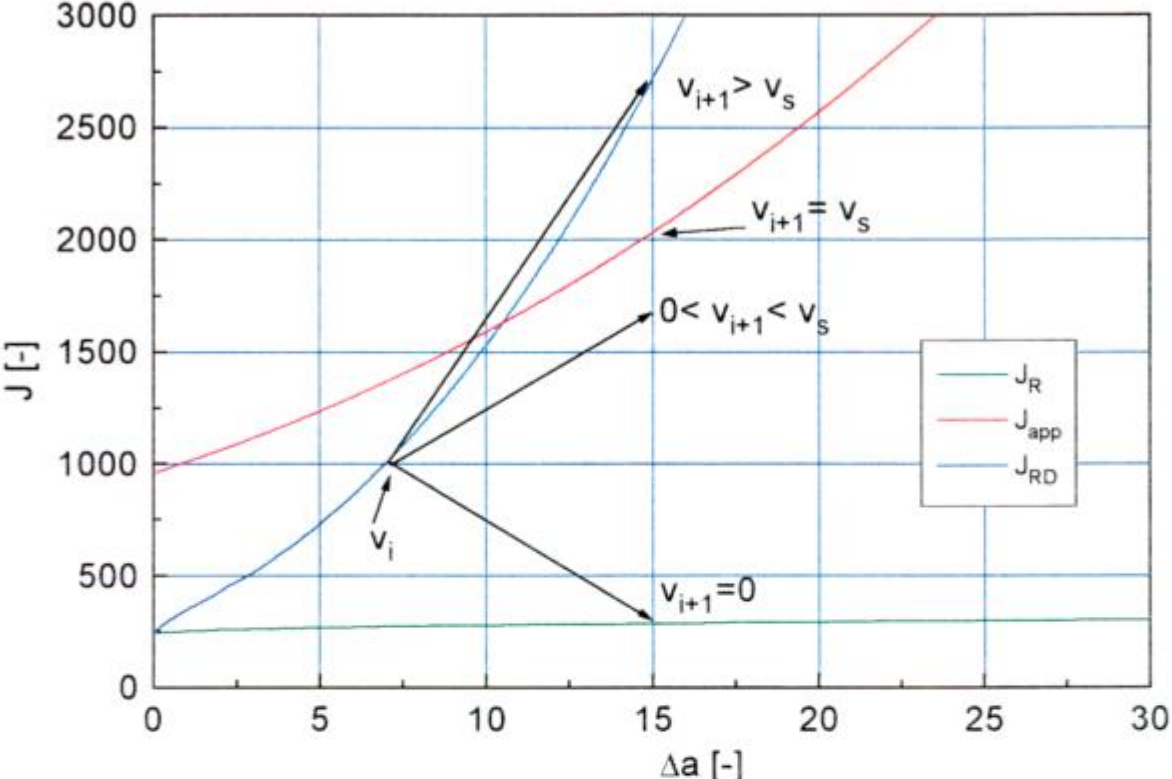


Figura 7-7: Evolución de la curva J_{RD} parametrizada con la velocidad.

La curva de J_{RD} se irá aproximando gradualmente a la curva de J_{app} . El valor que toma J_{RD} está relacionado con el valor de J_R a través de la ec. 7-33. Con el crecimiento de la fisura el material aumenta su resistencia a la propagación de las mismas. Debido a esto es posible en algún punto arribar a la siguiente condición

$$J_{RD} < J_{app} \tag{7-42}$$

y

$$\left. \frac{\partial J_{RD}}{\partial \Delta a} \right|_v = \frac{\partial J_{RD}}{\partial J_R} \frac{\partial J_R}{\partial \Delta a} > \frac{\partial J_{app}}{\partial \Delta a} \tag{7-43}$$

con lo cual es posible durante el avance de la fractura que el valor de $J_{RD(i+1)}$ supere al de $J_{app(i+1)}$. Esto no ocurrirá en ningún caso si el material es idealmente frágil. En la figura 7-7 en este caso $[J_{RD(i+1)}]_{v(i)} > J_{app(i+1)}$. Con el mismo análisis anterior se demuestra que la solución estará comprendida entre las velocidades $v_s < v_{(i+1)} < v_{(i)}$. La función error mostrada en la figura 7-6 se transforma en la mostrada en la figura 7-8. La solución de la ecuación 7-8 se encuentra ahora del lado izquierdo de la discontinuidad.

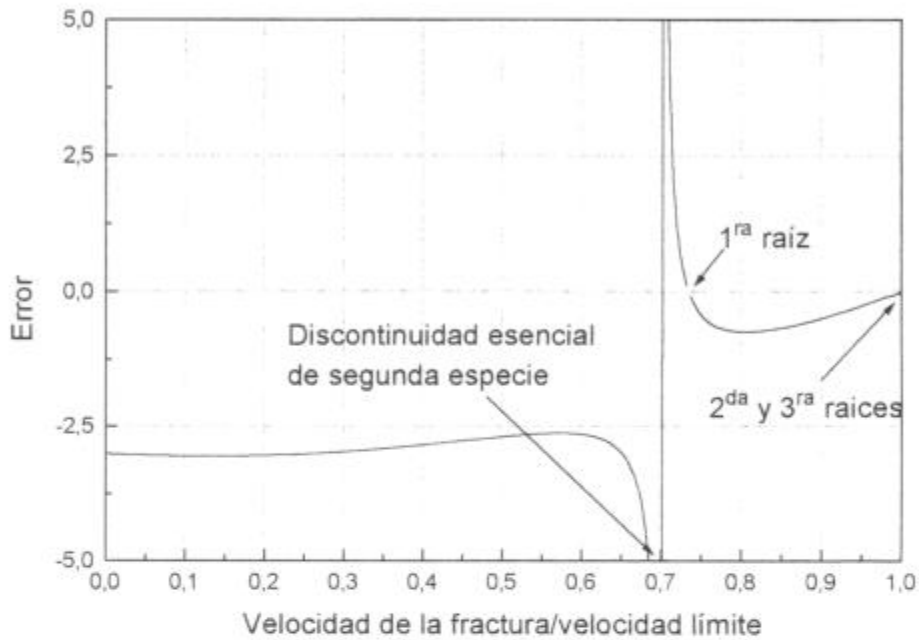


Figura 7-8: Función error para la condición en que $J_{RD} > J_{app}$.

7.5 Obtención de Parámetros del material

A través de los datos experimentales y el modelo desarrollado se hallaron propiedades del material, de la forma mostrada en las figuras 7-2 y 7-3. Esto se efectuó sobre los siguientes ensayos:

Ensayos sobre probetas N 80
 Ensayos sobre probetas SID 992
 Ensayos sobre probetas TAM 924

7.5.1 Probetas N 80

En la sección 6.6.1 se muestran los datos de los ensayos sobre probetas en acero N 80 que se tratarán en esta sección. Básicamente son tres probetas cuya identificación es coincidente con los valores de energía obtenidos del ensayo Charpy (13, 28 y 95). El aspecto general de estas probetas luego del ensayo se observa en la figura 6-43.

Aplicando el método de cálculo mostrado en la figura 7-2, se hallará la tenacidad dinámica del material (J_{IC} como dato, constante α de la ec. 7-32 y v_{Lim}). Debido a que sobre estas probetas no fueron instrumentadas con tiras de medición, no existe solución única del problema. Debido a ello se deberán adoptar ciertas hipótesis.

En la probeta 13 se adopta una velocidad límite de propagación de la fractura dada por el modelo propuesto por Kaninnen (ec. 5-35) [18]. Esta velocidad es la máxima a la que una fisura puede propagarse en una probeta de la geometría dada. Las propiedades que posee esta probeta hacen suponer que esta hipótesis se aproxima bastante a la realidad.

No se encontró bibliografía que relacione la velocidad límite de propagación de fracturas de una probeta con sus propiedades mecánicas y metalúrgicas. Teniendo en cuenta que estas tres probetas tienen diferentes tratamientos térmicos, estamos ante tres materiales diferentes y no ante un mismo material que varía su tenacidad variando la temperatura del ensayo. Esto es importante ya que la única curva hallada sobre la variación de la velocidad límite de propagación de la fractura, está dada para un mismo material a diferentes temperaturas (fig 5-16).

La velocidad límite de propagación de la fisura en las probetas 28 y 95 se propuso teniendo en cuenta la longitud de propagación al arresto de la fractura. Debe notarse que la propagación de la fractura en las probetas 13 y 28 fue restringida por los límites de la probeta, y se supuso que el valor de la longitud de propagación de la fractura debería ser mayor al observado, en una magnitud no mensurable. Las curvas obtenidas del modelo y los datos del ensayos se observan en la figura 7-9. Se debe recordar que en estos ensayos las longitudes de la fisura al arresto estuvieron limitadas por la longitud de la probeta.

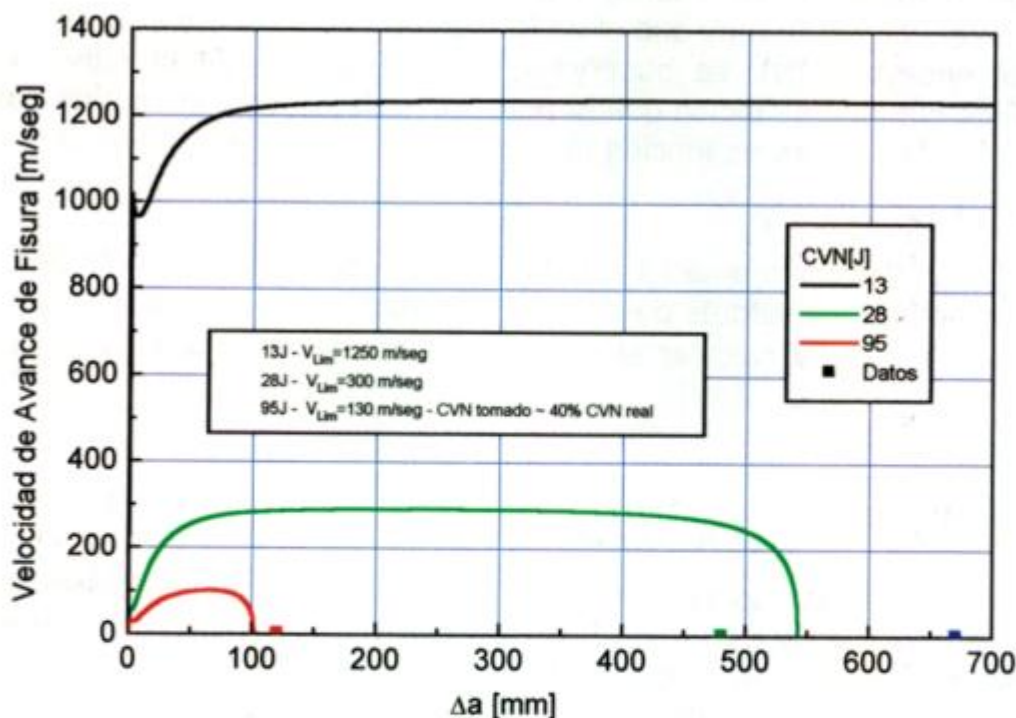


Figura 7-9: Curvas obtenidas del modelo y datos experimentales de los ensayos sobre probetas en acero N 80.

El valor de la constante α utilizado para hallar las curvas de la figura 7-9 se obtuvo a través de la energía absorbida en los ensayos Charpy (sec. 7.6.1), fijando al valor del exponente n de la curva J_R (ecuación 7-32) en 0,5. Este valor ha sido adoptado para todos los ensayos posteriores y corresponde con la forma típica de la curva J_R .

El valor del coeficiente de descarga hidráulico η se tomó de valor unitario para todos los ensayos realizados.

Debido a que la energía en un ensayo Charpy posee una componente de iniciación y otra de propagación de la fisura, para realizar el cálculo se tuvieron en cuenta las siguientes consideraciones:

1. En la probeta 95, el valor de J_R calculado a partir de la energía del ensayo Charpy supera al de la fuerza impulsora de la fractura a los pocos milímetros de avance de la fisura. Dado que la fractura real propagó aprox. 100 mm, se deduce que la tenacidad del material está sobrestimada. Como se mencionó anteriormente, esto es debido a que la energía absorbida en el ensayo Charpy no sólo es utilizada para la generación de superficie de fractura, sino que una parte de la misma se consume en deformación de la probeta antes y durante la propagación de la misma. En esta probeta se optó por tomar un porcentaje de la energía absorbida en el ensayo CVN, tal que con esa energía no se produzca el arresto de la fisura al comienzo de la propagación.
2. Si sobre la probeta 28 se intenta tomar el mismo porcentaje de energía absorbida en el ensayo Charpy que el dado para la probeta 95 (aprox. 40% de la energía del ensayo CVN), se observa que la pendiente de la curva J_R es negativa. Esto claramente indica que el porcentaje de energía absorbida para la propagación de la fractura es función del material y la geometría utilizados en el ensayo.
3. De la conclusión del punto anterior y la falta de bibliografía sobre este tema, se optó por no cambiar los valores de energía absorbida en el ensayo Charpy para las probetas 13 y 28, y calcular el valor de la constante α como lo indica la sección 7.6.1.

7.5.2 Probetas SID 992

La figura 7-10 muestra las curvas extensión de la fractura vs. tiempo obtenidas del modelo, para los tres ensayos en los que se realizó la adquisición de datos con tiras de medición, sumado a la probeta T 1294-3. La figura 7-11 muestra las curvas de velocidad de la fractura vs. extensión de la misma para los mismos casos. En el mismo gráfico se observan las distancias al arresto extraídas del ensayo.

Para hallar la tenacidad dinámica del material mostrada en la tabla 7-1, los valores de J_{IC} fueron extraídos de ensayos realizados para la determinación de ese parámetro. El valor del exponente n se tomó igual a 0,5 como se explicó en la sección anterior. Los valores de α y el de una v_{Lim} a una temperatura de ensayo, se hallaron en base a la aplicación del modelo sobre los datos experimentales, como lo propone la figura 7-2. La relación entre las velocidades límite a ambas temperaturas de ensayo fue extraída de la figura 5-17 [89] por no contarse con datos del material aquí estudiado.

Temperatura °C	J_{IC} KJ/m ²	α	n	v_{Lim} m/seg
-60	900	250	0,5	720
-40	1000	300	0,5	660

Tabla 7-1: Propiedades de las probetas SID 992.

En la tabla 7-2 se presenta la comparación entre la extensión de fractura real (Δar) y la obtenida del modelo (Δam), el error porcentual entre estos valores y la velocidad máxima de propagación de la fractura extraída del modelo.

La tabla 7-3 muestra las condiciones para las cuales se producirá LBB halladas a través del modelo y los datos experimentales, como lo propone la figura 7-3.

Probeta	Temp. °C	Δar mm.	Δam mm.	Error %	v_{max} m/seg
T 1294-3	-60	235	275	17,0	607
T 1294-2	-60	220	256	16,4	576
T 1292-2	-40	210	220	4,8	526
T 1292-3	-40	185	176	-4,9	401

Tabla 7-2: Comparación entre la extensión de fisura real y la predicha por el modelo y velocidad máxima calculada para las probetas SID 992.

Material	Longitud de fisura mm.	Presión de LBB MPa (psi)	
		-40°C	-60°C
SID 992	120	44,5 (6454)	42,5 (6164)

Tabla 7-3: Condiciones en las que se producirá LBB para el material SID 992.

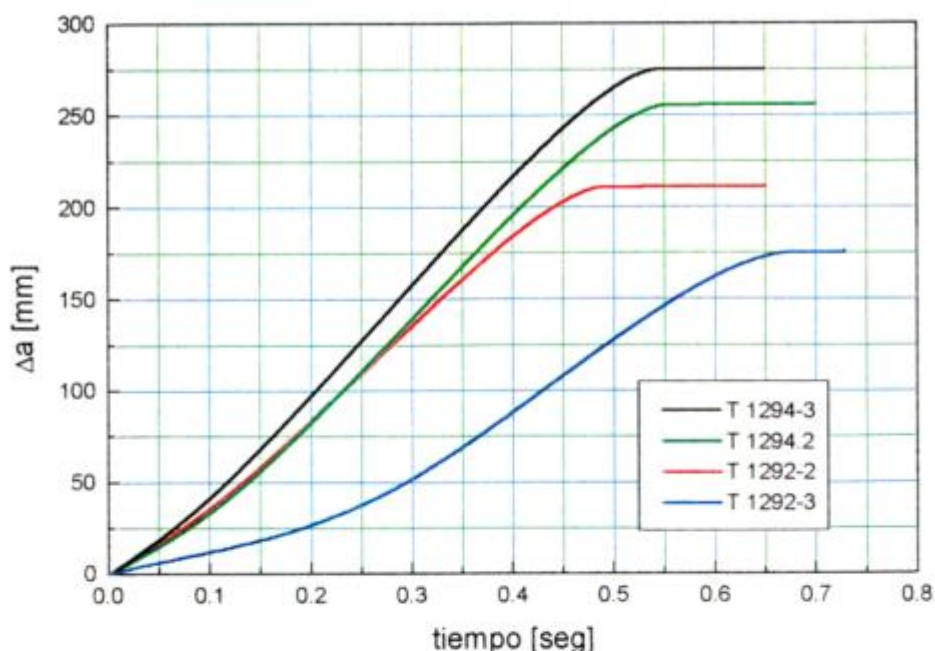


Figura 7-10: Curvas de extensión de fisura vs. tiempo dadas por el modelo para los ensayos sobre probetas en acero SID 992.

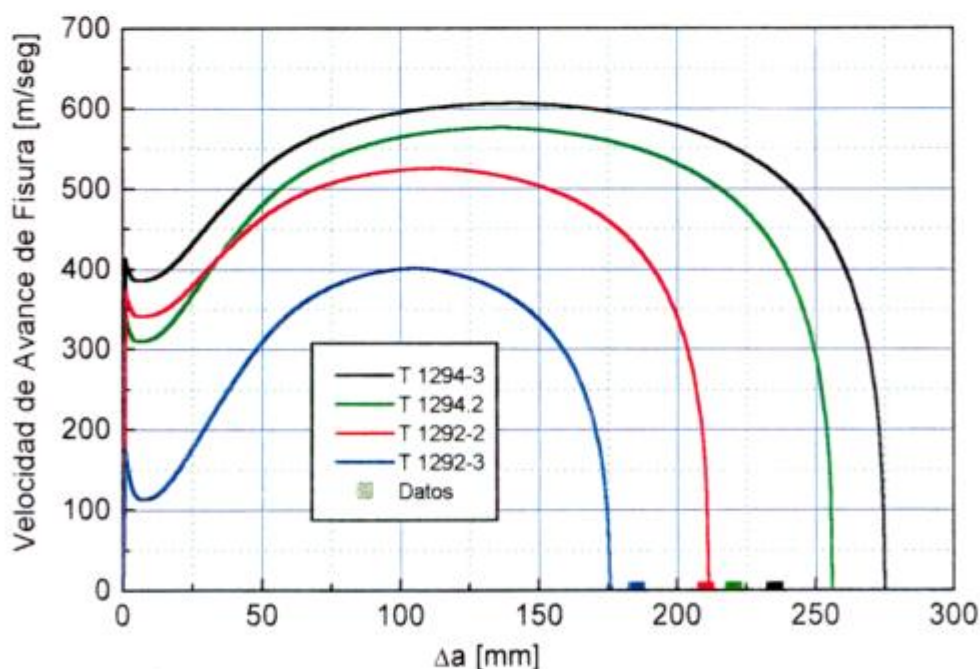


Figura 7-11: Curvas de velocidad de propagación de la fractura vs. extensión de la misma y longitudes de arresto de fractura. Comparación del modelo con los datos dados por el ensayos sobre probetas en acero SID 992.

En las figuras 7-12 a 7-14 se observa la comparación entre los resultados obtenidos del modelo y los datos adquiridos mediante las tiras de medición.

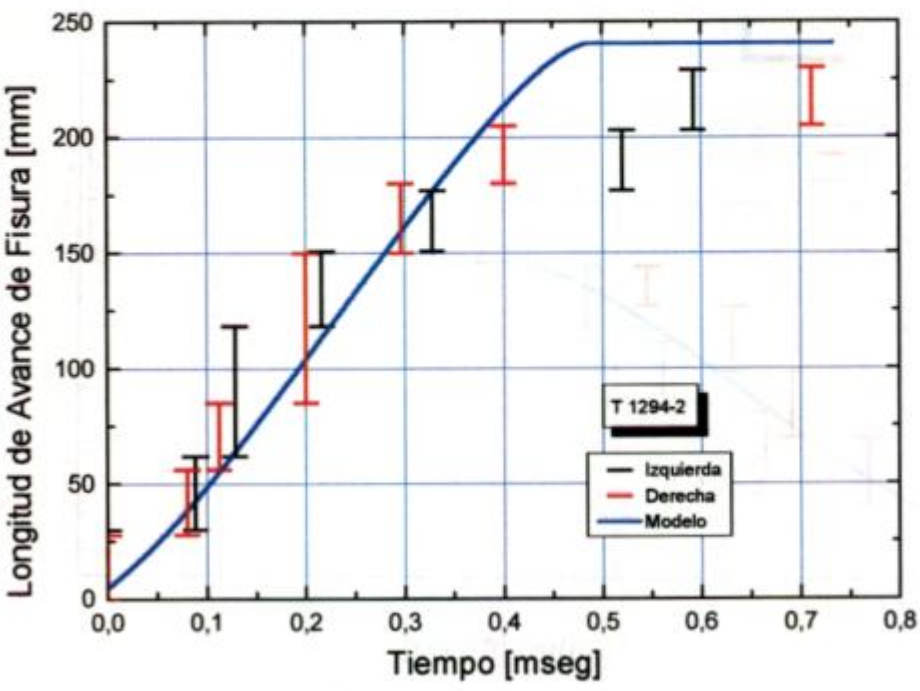


Figura 7-12: Comparación modelo/experimento. Ensayo T 1294-2.

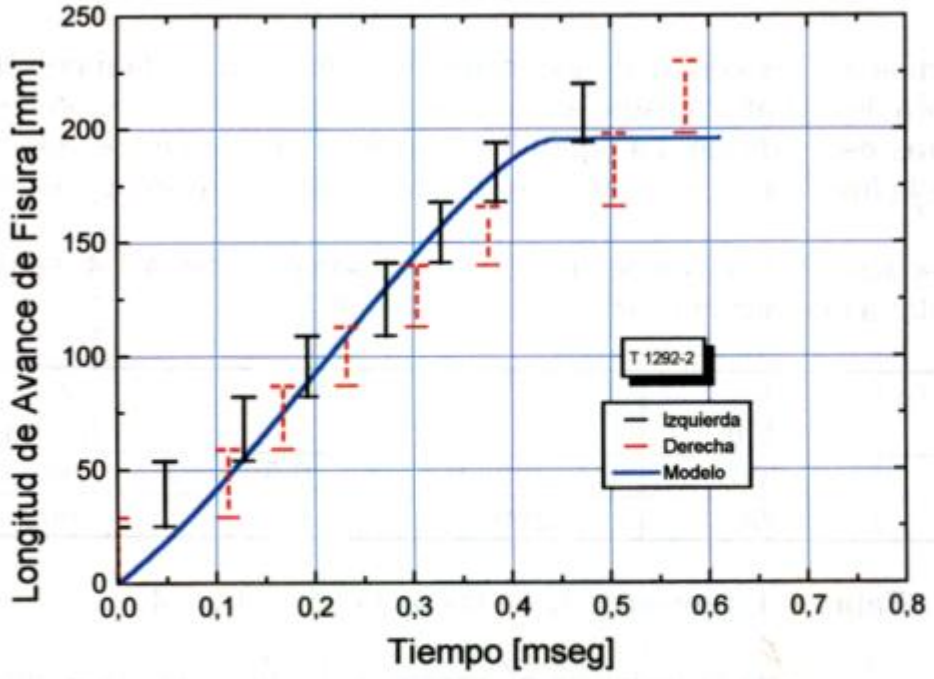


Figura 7-13: Comparación modelo/experimento. Ensayo T 1292-2.

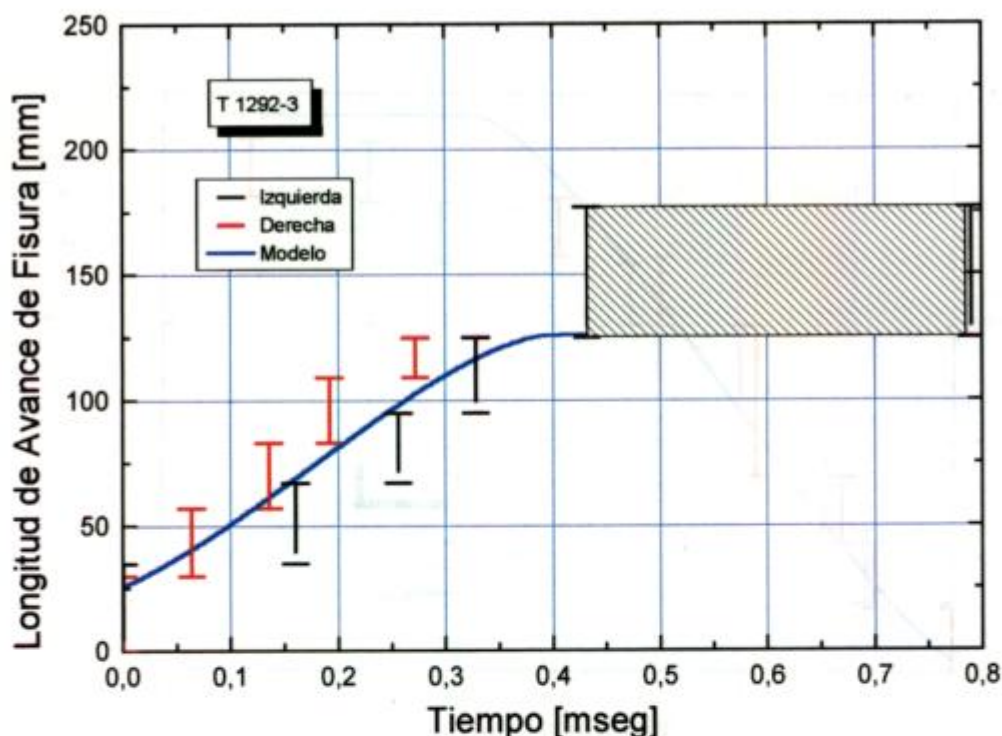


Figura 7-14: Comparación modelo/experimento. Ensayo T 1292-3.

7.5.3 Probetas TAM 924

La figura 7-15 muestra las curvas de extensión de la fractura vs. tiempo obtenidas del modelo para los cuatro casos en que se realizó la adquisición de datos mediante las tiras de medición. La figura 7-16 muestra las curvas de velocidad de propagación de la fractura vs. extensión de la misma para los mismos casos.

Para hallar la tenacidad dinámica del material mostrada en la tabla 7-4, se procedió de manera similar a la realizado para el material DS 992.

Temperatura °C	J_{IC} KJ/m ²	α	n	v_{Lim} m/seg
-60	800	200	0,5	660
-40	900	250	0,5	600

Tabla 7-4: Propiedades de las probetas TAM 924.

En la tabla 7-5 se presenta la distancia al arresto real y la dada por el modelo, el error porcentual entre estos valores y la velocidad máxima de propagación de la fractura extraída del modelo.

La tabla 7-6 muestra las condiciones para las cuales se producirá LBB halladas a través del modelo.

Probeta	Temp. °C	Δa_r mm.	Δa_m mm.	Error %	$V_{m\acute{a}x}$ m/seg
T 1443	-60	320	378	18,1	565
T 1439	-60	295	334	13,2	578
T 1441	-40	280	286	2,1	517
T 1437	-40	250	233	-6,8	450

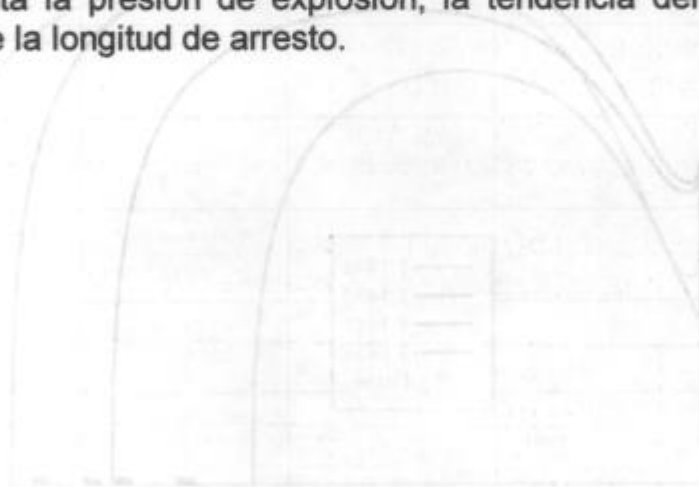
Tabla 7-5: Comparación entre la extensión de fisura real y la predicha por el modelo y velocidad máxima calculada para las probetas TAM 924.

Material	Longitud de fisura mm.	Presión de LBB MPa (psi)	
		-40°C	-60°C
TAM 924	120	43,5 (6309)	41,5 (6019)

Tabla 7-6: Condiciones en las que se producirá LBB para el material TAM 924.

En las figuras 7-17 a 7-20 se observa la comparación entre las curvas de extensión de la fractura vs. tiempo extraídas del modelo con los datos adquiridos en los ensayos mediante las tiras de medición.

El mismo comportamiento general se observa en las probetas SID 992 y TAM 924. A medida que aumenta la presión de explosión, la tendencia del modelo es de sobrestimar el valor de la longitud de arresto.



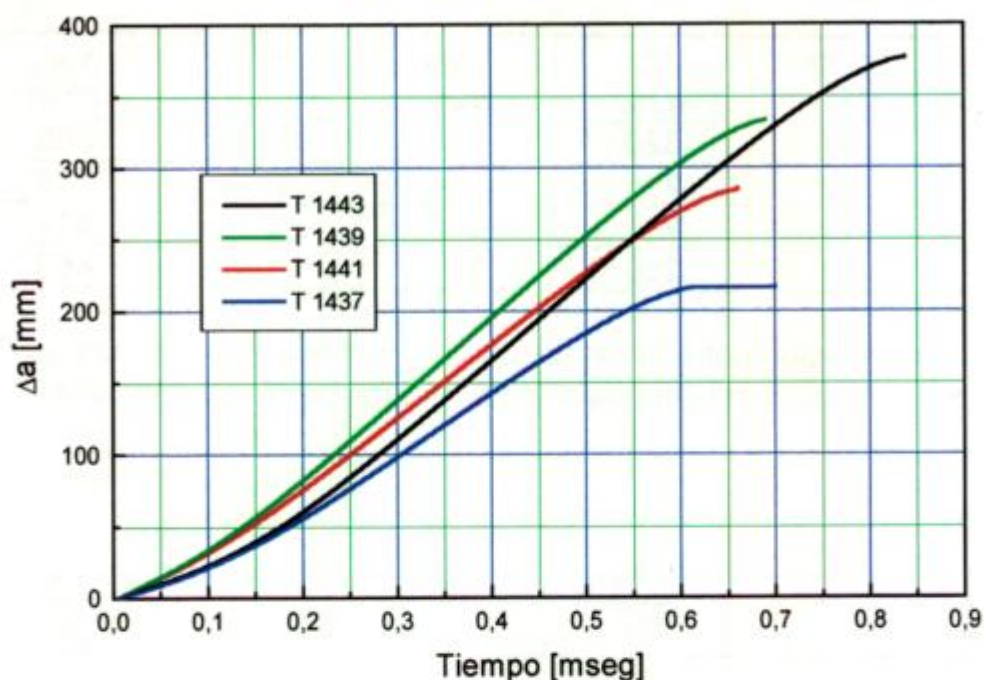


Figura 7-15: Curvas de extensión de fisura vs. tiempo dadas por el modelo para los ensayos sobre probetas en acero TAM 924.

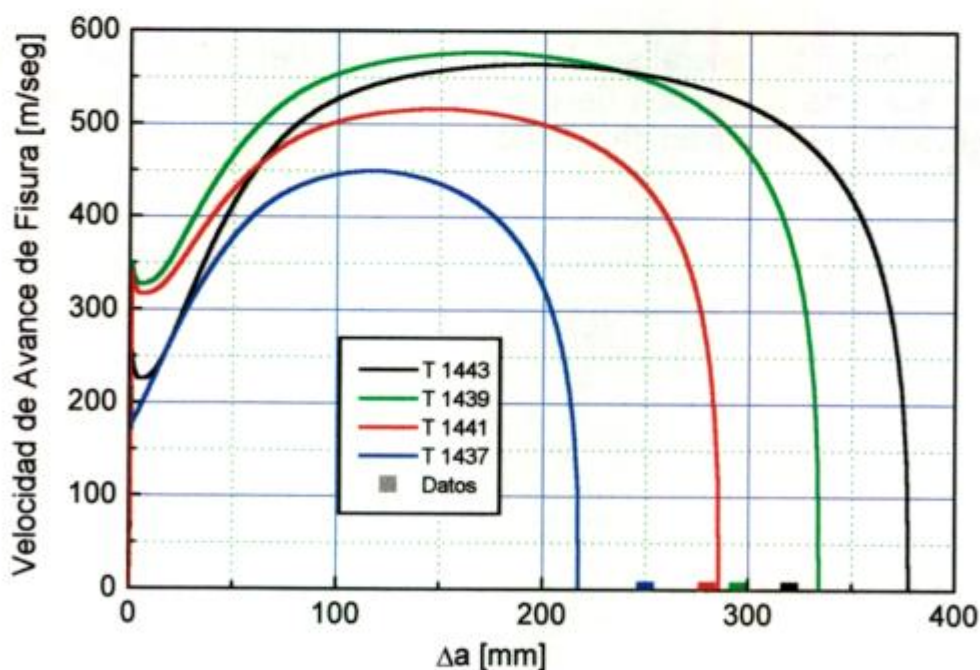


Figura 7-16: Curvas de velocidad de propagación de la fractura vs. extensión de la misma y longitudes de arresto de fractura. Comparación del modelo con los datos dados por el ensayos sobre probetas en acero TAM 924.

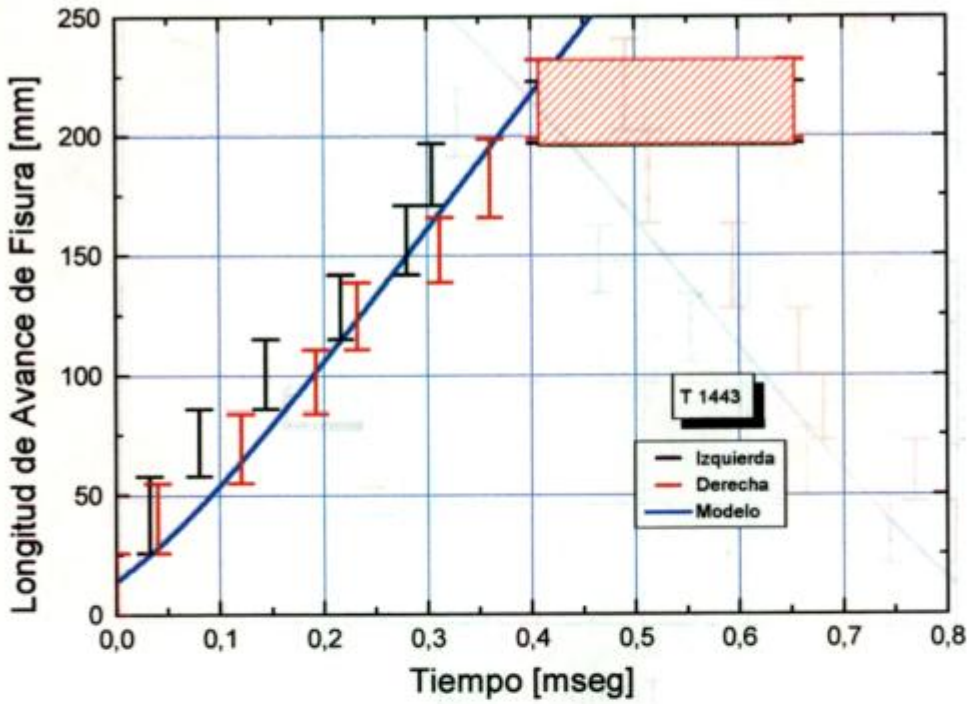


Figura 7-17: Comparación modelo/experimento. Ensayo T 1443.

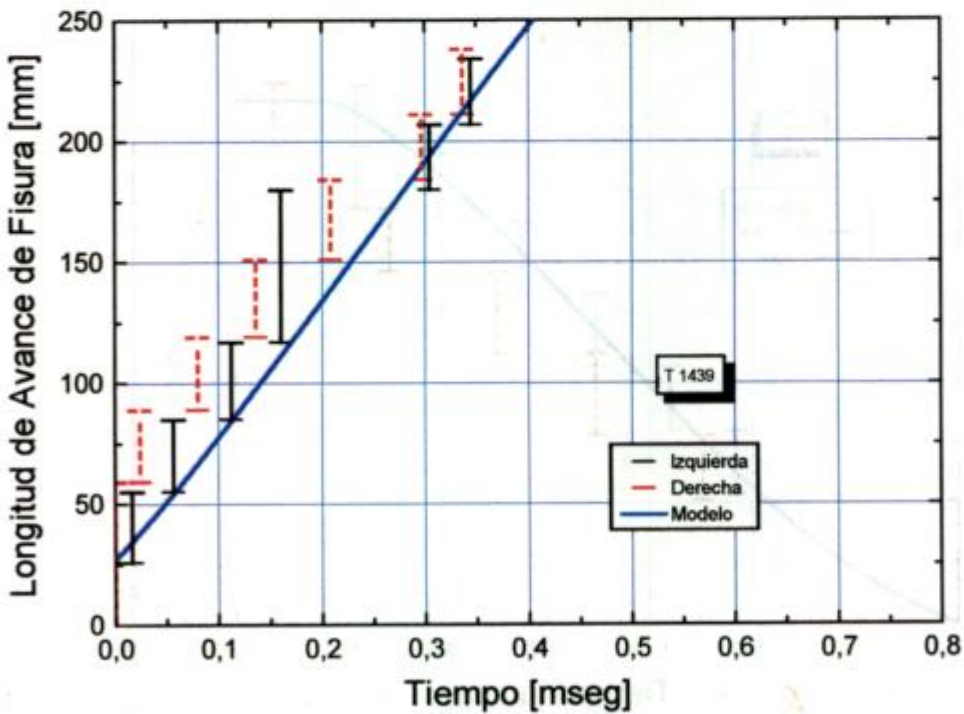


Figura 7-18: Comparación modelo/experimento. Ensayo T 1439.

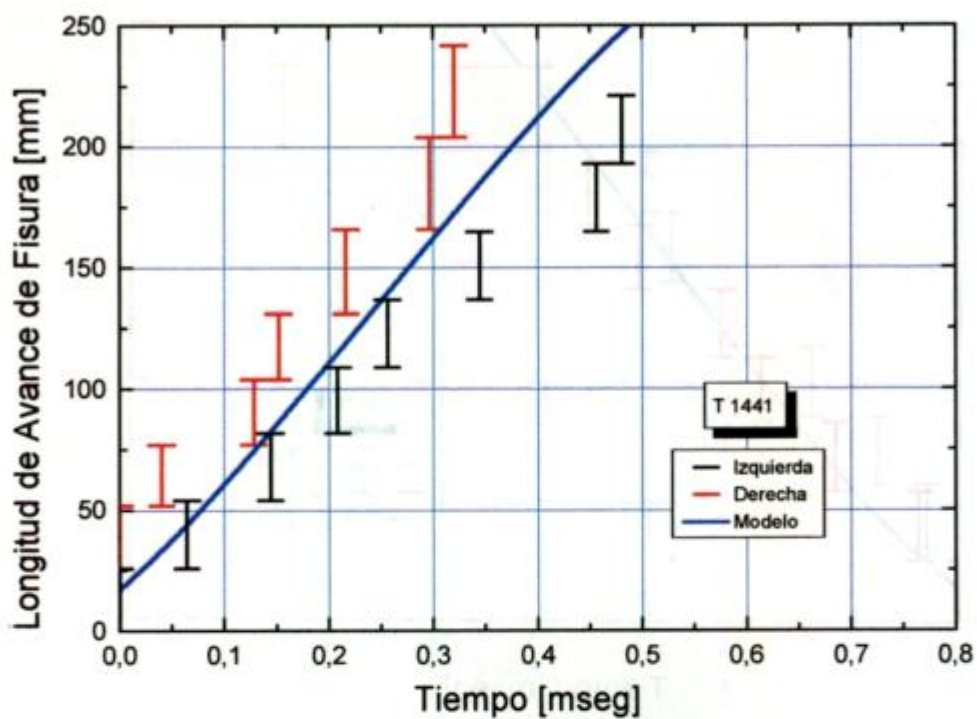


Figura 7-19: Comparación modelo/experimento. Ensayo T 1441.

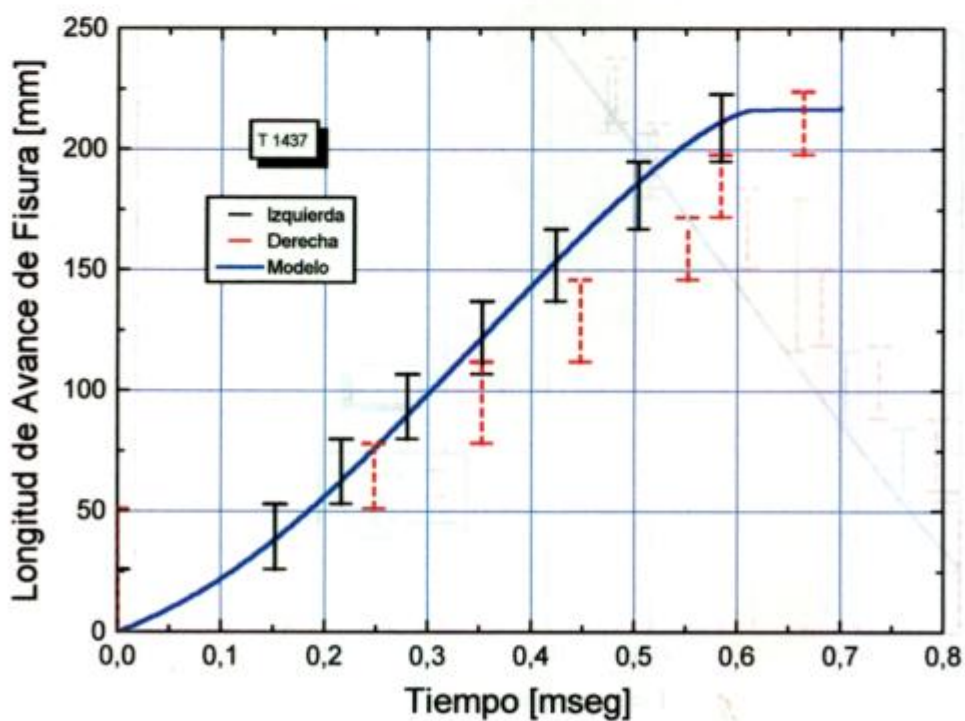


Figura 7-20: Comparación modelo/experimento. Ensayo T 1437.

7.6 Observaciones del Modelado

Se realizó un modelo de propagación dinámica de fracturas en tubos de conducción. Mediante el mismo, junto a los datos de los ensayos a plena escala realizados en este y otros trabajos, se determinaron las propiedades del material a la propagación dinámica de fracturas.

Mediante el modelo se obtuvo el conocimiento de las variables puestas en juego en el proceso de fractura y su interrelación.

Se desarrolló una nueva ecuación de la propagación dinámica de fracturas a través del planteo de la conservación del impulso.

Se propuso una nueva expresión para el cálculo de:

1. La fuerza impulsora de la propagación dinámica de la fractura para el caso estudiado.
2. La tenacidad dinámica del material.

De la combinación de los datos experimentales y el modelo se hallaron para los materiales SID 992 y TAM 924: i) las propiedades del material a la propagación dinámica de fracturas, incluyendo la velocidad límite de propagación, ii) las condiciones a las que se producirá LBB, iii) el conocimiento de las variables que dominan el problema y su interrelación.

Se obtuvieron buenas correlaciones entre las curvas obtenidas mediante el modelo y los datos obtenidos de los ensayos a plena escala (longitud de arresto de las fracturas y en el avance de la misma en función del tiempo).

Se deberá continuar con el desarrollo de un modelo para el cálculo del área del orificio producido por la fractura, incluyendo en dicho desarrollo el aporte del momento flexor ejercido sobre la probeta.

Se deberá continuar con el desarrollo del modelo del cálculo de la descompresión teniendo en cuenta el gradiente de presiones existente en el tubo.

Se deberá continuar con la verificación del núcleo del modelo. Esto es, comparar al modelo con los datos de ensayos en donde sea conocida la extensión de la fractura en función del tiempo, las propiedades dinámicas del material, y la fuerza impulsora de la fractura.

Es de importancia desarrollar algún tipo de ensayo de laboratorio que permita obtener la tenacidad dinámica del material a utilizar en el modelado, en forma independiente a los ensayos a plena escala.

7.7 Apéndice

7.7.1 Obtención de Parámetros a Partir del Ensayo Charpy

Debido a la sencillez de la realización del ensayo Charpy, se plantea un esquema de cálculo para obtener el valor de la constante α del material (ec. 7-32).

El presente trabajo postula, mediante el uso de algunas simplificaciones, que la energía consumida en el proceso de fractura por unidad de avance de la fisura es la misma para los ensayos Charpy y los de obtención de J_R . Es decir, para una misma geometría, se considera que el área encerrada bajo la curva de J_R vs. Δa , es equivalente al área encerrada bajo la curva carga vs. desplazamiento (P vs. Δa) de un ensayo Charpy (CVN). Esto implica que en ambos ensayos el trabajo realizado para llevar a cabo la fractura es el mismo. Si bien esto no es totalmente válido debido a las diferencias de geometría, velocidad de deformación, tipo de aplicación de carga y tipo de fisura (entalla maquinada en V en Charpy vs. entalla prefisurada en el ensayo de determinación de J_R), la relación propuesta es una aproximación de primer orden, con lo cual

$$B \cdot \int_{a_0}^{a_f} J_{R(\Delta a)} \cdot da = \int_{a_0}^{a_f} P \cdot da = \text{CVN} \quad [7-44]$$

Teniendo en cuenta las dimensiones de una probeta Charpy standard

$$10 \cdot \int_2^{10} J_{R(\Delta a)} \cdot da = \text{CVN} \quad [7-45]$$

de lo cual se obtiene

$$\alpha = \frac{d J_{R(\Delta a)}}{d a} = \frac{\text{CVN}}{320} - \frac{J_{IC}}{4} \quad [7-46]$$

con lo cual la expresión [7-32] queda de la siguiente manera

$$J_{R(\Delta a)} = J_{IC} + (\Delta a)^n \cdot \left(\frac{\text{CVN}}{80} \cdot 10^3 - J_{IC} \right) \cdot \left(\frac{(n+1)}{8^n} \cdot 10^{3 \cdot n} \right) \quad [7-47]$$

Con $J_{R(\Delta a)}$ expresado en $[\text{KJ}/\text{m}^2]$, CVN en Joules y a en milímetros. De esta forma es posible obtener la curva de resistencia estática con los datos de la energía absorbida en un ensayo Charpy y el valor de J_{IC} obtenido por medio de un ensayo fractomecánico estático.

7.7.2 Ejemplos de Variación de las Funciones

Proponiendo como área del orificio generado por la fisura a la curva mostrada en el gráfico 21, en las figuras 7-22 a 7-2 se muestra un ejemplo de la variación de las distintas funciones durante un ensayo de explosión.

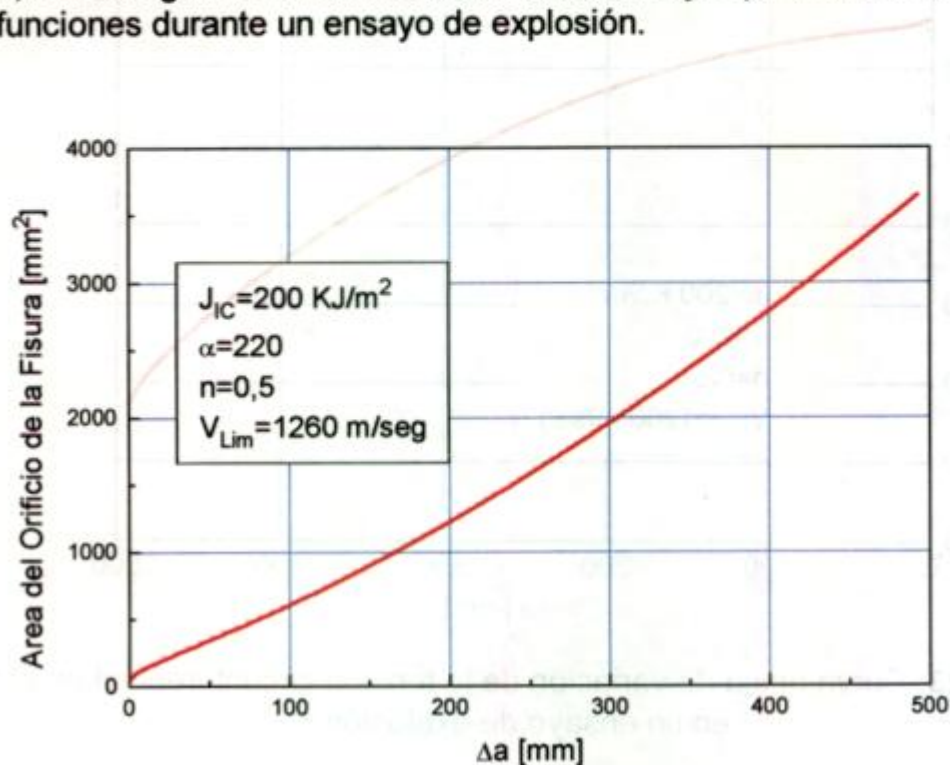


Figura 7-21: Área propuesta del orificio producido por la fisura en función de la extensión de la misma para realizar el análisis.

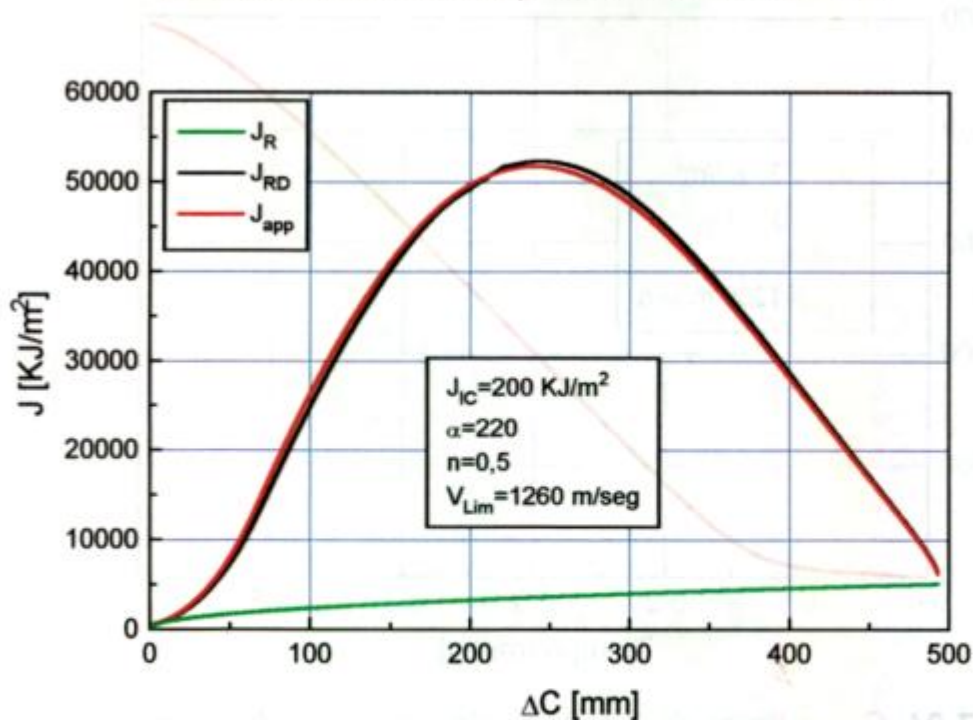


Figura 7-22: Curvas típicas de variación de J_R , J_{RD} y J_{app} .

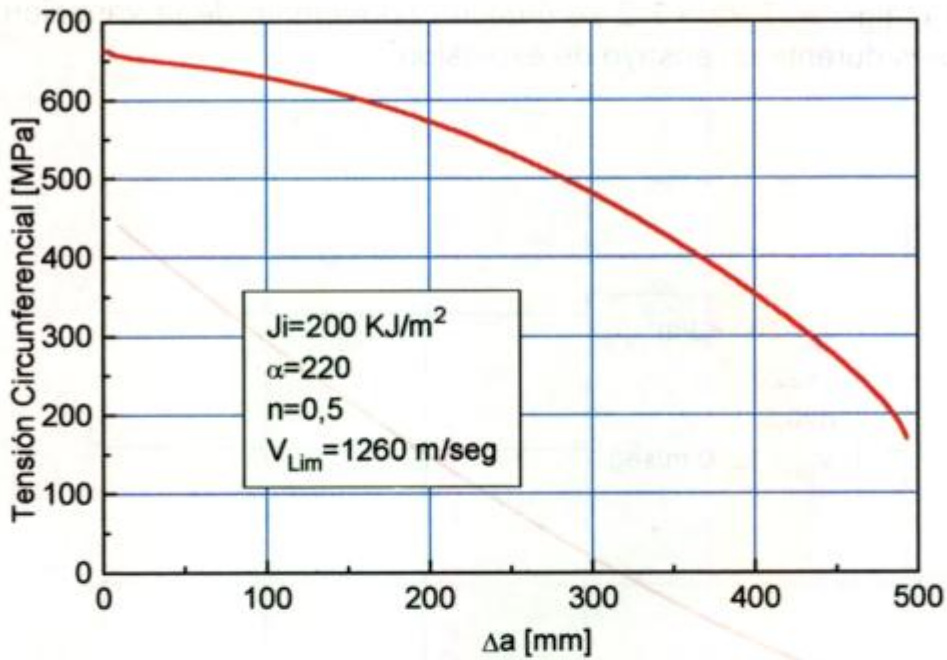


Figura 7-23: Curva típica de variación de la tensión circunferencial en el tubo en un ensayo de explosión.

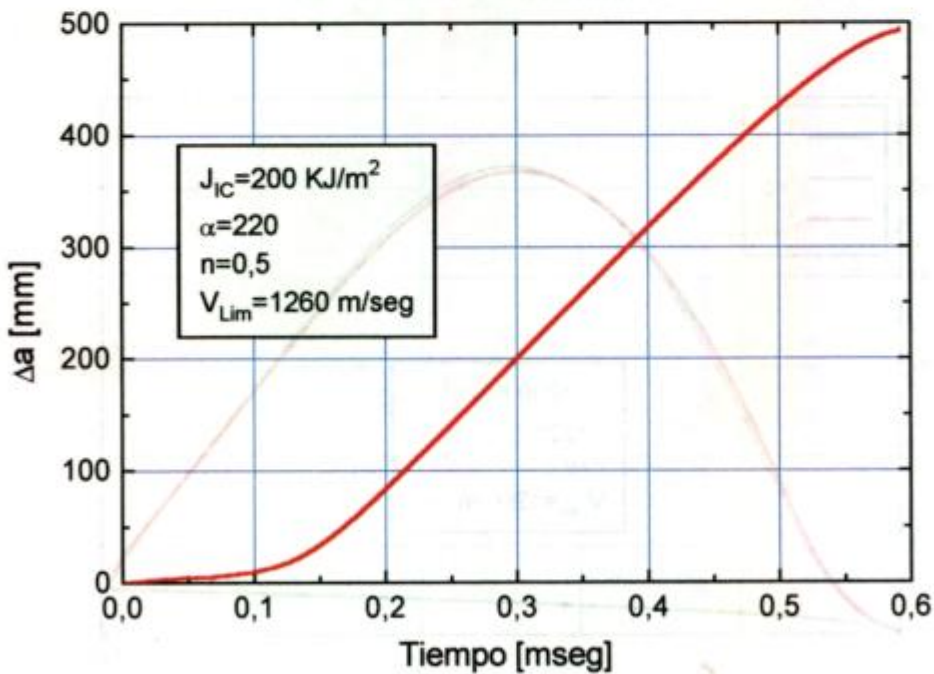


Figura 7-24: Curva típica de extensión de la fisura en función del tiempo en un ensayo de explosión.

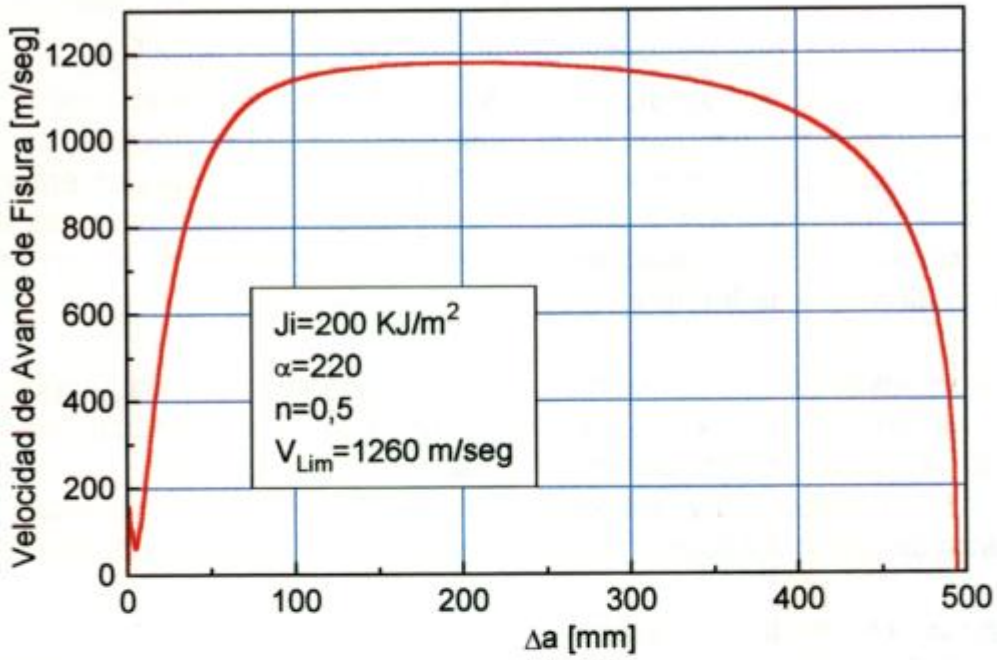


Figura 7-25: Curva típica de velocidad de la fisura en función de la extensión de la misma en un ensayo de explosión.

8 Resumen, Conclusiones y Desarrollos Futuros

8.1 Resumen

- Se realizó un estudio teórico-experimental sobre la propagación dinámica axial de fracturas en tubos de conducción a ser utilizados en zonas árticas con el objetivo de: i) prevenir la propagación axial inestable de la fractura, ii) obtener parámetros válidos de caracterización de los tubos, iii) proponer ensayos de calificación de tubos para estas aplicaciones y determinar las variables a medir en los mismos y iv) conocer las variables que dominan el proceso de propagación dinámica de fracturas y su interdependencia.
- Se realizaron ensayos de explosión a plena escala sobre tubos de conducción a temperaturas de -40°C y -60°C , para la evaluación de la resistencia de los mismos a la propagación dinámica axial de fracturas. Se utilizaron tres materiales de baja aleación y alta resistencia diseñados para esa aplicación. Los mismos eran de grado X 65, templados y revenidos, acorde a la norma API 5L.
- Los ensayos se realizaron sobre tubos DS 196 de $273,1 \times 12,7$ mm, DS 992 de $219,1 \times 11,2$ mm, y TAM 924 de $273,1 \times 12,7$ mm. Se desprende que la relación utilizada de radio/espesor fue de aprox. 10. Las entallas maquinadas en los tubos poseían una profundidad desde el 50% al 90% del espesor de la pared del mismo de acuerdo al ensayo, y una longitud típica de 120 mm.
- Se realizaron mediciones de la evolución de la extensión de la fractura en función del tiempo mediante tiras de medición, y un dispositivo diseñado a tal efecto.
- Se realizó un modelo de propagación dinámica de fracturas en tubos de conducción, obteniéndose el conocimiento de las variables puestas en juego en el proceso de fractura y su interrelación.
- Se desarrolló una nueva ecuación constitutiva de la propagación dinámica de fracturas a través del planteo de la conservación del impulso.
- Se propuso una nueva expresión para el cálculo de:
 1. La fuerza impulsora de la propagación dinámica de la fractura para el caso estudiado.
 2. La tenacidad dinámica del material.
- De la combinación de los datos experimentales y el modelo desarrollado, se hallaron para los materiales SID 992 y TAM 924: i) las propiedades del material a la propagación dinámica de fracturas, incluyendo la velocidad límite de propagación de la fractura, y ii) las condiciones a las que se producirá LBB.

8.2 Conclusiones

8.2.1 Propagación Dinámica Axial de la Fractura

En la tabla siguiente se muestra la comparación de las velocidades de propagación de fracturas observadas y teóricas para los materiales SID 992 y TAM 924 a las temperaturas de ensayo.

Material	v_{\max} en el ensayo ¹ m/seg		v_{Lim} tubo ² m/seg		v_{Lim} material frágil ³ m/seg
	-40°C	-60°C	-40°C	-60°C	
SID 992	526	607	660	720	1218
TAM 924	517	578	600	660	1162

¹ Velocidad máxima de propagación de la fractura, hallada a través de la utilización del modelo con los datos experimentales.

² Velocidad límite de propagación de la fractura, a las temperaturas de ensayo, para los tubos SID 992 y TAM 924 en las condiciones de fabricación, hallada a través de la utilización del modelo y los datos experimentales.

³ Velocidad límite de propagación de la fractura para un tubo de acero frágil con la geometría dada [43].

De la tabla anterior se observa que:

- Las velocidades de propagación límite de las fracturas en los tubos SID 992 a -40°C y -60°C, son 54% y 59% respectivamente de la velocidad de propagación máxima (tubo de un acero frágil con la misma geometría que la utilizada).
- Para el caso de los tubos TAM 924 estos porcentajes son 52% y 57% a -40°C y -60°C respectivamente.

La velocidad límite de propagación de la fractura para el tubo a una determinada temperatura, es un parámetro fundamental del mismo. La comparación de esta velocidad límite con la velocidad de propagación del sonido en el fluido conducido determinará, en el caso de haberse iniciado la propagación axial de la fractura, si la misma arrestará en una determinada longitud. Para que se produzca el arresto de una fisura en propagación dinámica, la velocidad del sonido del fluido conducido deberá ser menor que la velocidad de propagación de la fractura. De acuerdo a esa diferencia y a la existente entre la presión de explosión y a la que se produce el arresto dinámico, se determinará la longitud a la cual la fractura arrestará.

8.2.2 Pérdida Antes que la Rotura (Leak Before Break, LBB)

La pérdida antes que la rotura (LBB) se producirá para las siguientes condiciones

Material	Longitud de fisura mm.	Presión de LBB ¹ MPa (psi)	
		-40°C	-60°C
SID 992	120	44,5 (6454)	42,5 (6164)
TAM 924	120	43,5 (6309)	41,5 (6019)

¹ Las presiones de LBB fueron halladas mediante el modelo desarrollado. Estas presiones indican la capacidad del tubo de resistir una fisura axial de una determinada longitud y presión, sin producirse la propagación axial de la fractura.

Otro parámetro de importancia en la prevención de la propagación axial inestable de la fractura es la presión a la cual se producirá LBB. De la tabla anterior se observa que las presiones que pueden soportar los tubos sin que se produzca la propagación axial inestable de la fractura, con una longitud de fisura de 120 mm, son del orden del 80% de la presión que produce la fluencia del material.

8.2.3 Ensayos a Plena Escala

- En todos los casos se observó con el aumento de la temperatura de ensayo, una disminución en la longitud final de propagación de la fractura.
- La presión de explosión no demostró tener una variación sistemática con las distintas temperaturas de ensayo utilizadas.
- No se observó una tendencia definida en los valores de apertura de boca de fisura con la temperatura.
- Los valores de la longitud final de la fractura y la apertura de la boca de la misma son fuertemente dependientes del área de la fisura generada en la probeta durante el ensayo, el volumen de la probeta, y la compresibilidad del fluido utilizado, los que son los principales responsables de la forma del transitorio de presión asociado al ensayo.

8.2.4 Aspecto de las Fracturas

- Las superficies de fractura de la zona de propagación radial se produjeron mediante micromecanismos de clivaje y/o coalescencia de microcavidades dependiendo de la temperatura de ensayo, la presión de explosión y el espesor de la pared del tubo.
- En todos los casos la fractura en la zona de propagación axial se produjo de manera mixta, presentando las superficies marcas del tipo *chevron*. El porcentaje de labio dúctil presente en la misma varió levemente de acuerdo a la temperatura de ensayo, y en menor grado con la presión de explosión.
- En todos los casos se presentó por lo menos una ramificación de la fisura.
- La fisura se propagó en modo I en sentido radial y al comienzo de la propagación axial. La misma cambió a un modo mixto entre los modos I y III hacia el final de la propagación axial, debido al momento flexor actuante sobre las diversas partes de la probeta.

8.2.5 Ensayos de Evaluación de la Tenacidad Dinámica del Material

- Los ensayos de explosión a plena escala en tubos de conducción, unidos al modelo desarrollado, demostraron ser un método práctico para definir las propiedades de los tubos a la propagación dinámica axial de fracturas.
- El ensayo de J_{IC} permite obtener el valor de dicho parámetro, el cual es utilizado en el modelado de la propagación dinámica de fracturas.
- El valor de energía absorbida en el ensayo Charpy sólo indica la tendencia del comportamiento del material. El aspecto de la superficie de fractura en estos ensayos no predice el comportamiento del material en ensayos de plena escala.
- Los ensayos de DWTT mostraron que una energía de martillo de 4000 J no fue suficiente en la mayor parte de los casos para fracturar las probetas. En los ensayos que sí se logró la fractura, el aspecto de la superficie de la misma mostró similitud con su correlativo de plena escala.

8.2.6 Modelado de la Propagación Dinámica de Fracturas

- Se desarrolló una nueva ecuación para la propagación dinámica de fracturas a través del planteo de la conservación del impulso.
- Se propuso una nueva expresión para el cálculo de:
 1. La fuerza impulsora de la propagación dinámica de la fractura para el caso estudiado.
 2. La tenacidad dinámica del material.
- Se obtuvieron buenas correlaciones entre las curvas obtenidas mediante el modelo y los datos obtenidos de los ensayos a plena escala (longitud de arresto de las fracturas y en el avance de la misma en función del tiempo).
- Se obtuvo también el conocimiento de las variables puestas en juego en el proceso de fractura y su interrelación.

8.3 Desarrollos Futuros

- Para mejorar la precisión en la adquisición de datos del avance de la fractura en función del tiempo en los ensayos a plena escala, se deberá actuar sobre los métodos de colocación de las tiras de medición y en la electrónica del circuito periférico a los mismos.
- Se recomienda para futuros ensayos la utilización de tubos con fisuras en lugar de entallas para disminuir la posibilidad de la bifurcación de la fractura al comienzo de la propagación axial, mejorando de esta manera la calidad de los datos adquiridos.
- Se deberá continuar con el desarrollo del modelo del cálculo del área del orificio producido por la fractura, incluyendo en dicho desarrollo el aporte del momento flexor ejercido sobre la probeta.
- Se deberá continuar con el desarrollo del modelo del cálculo de la descompresión teniendo en cuenta el gradiente de presiones existente en el tubo.
- Queda como desarrollo la implementación de técnicas para la evaluación de la tenacidad dinámica del material con independencia de los ensayos a plena escala.

9 Bibliografia

- [1] Parsons, W. B., *Enginners and Enginering in the Renaissance*, Williams and Wilkens, Baltimore, pp. 72, 1939.
- [2] Bell, E. T., *Men of Mathematics*, Simon and Schuster, New York 1937.
- [3] Inglis, C. E., *Stresses in a Plate Due to the Presence of Cracks and Sharp Corners*. Transactions of the Institute of Naval architects, Vol. 55, pp. 219-241, 1913.
- [4] Griffith, A. A., *The Phenomena of Rupture and Flow in Solids*, Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A, Vol. 221, pp. 163-198, 1921
- [5] Bannerman, D. B. and Young, R. T., *Some Improvements Resulting from Studies of Welded ship Failures*, Welding Journal, Vol. 25, 1946.
- [6] Irwin, G. R., *Fracture Dynamics, Fracturing of Metals*, American society for Metals, Cleveland, pp. 147-166, 1948.
- [7] Orowan, E., *Fundamentals of Brittle Behavior of Metals, Fatigue and Fracture of Metals*, W. M. Murray (ed.), Wiley, New York, pp. 139-167, 1952.
- [8] Mott, N. F., *Fracture of Metals: theorethical Considerations*, Engineering, 165, pp. 16-18, 1948.
- [9] Irwin, G. R., *Analysis of Stresses and Strains Near the End of a Crack Traversing a Plate*, Journal of Applied Mechanics, 24, pp. 361-364, 1957.
- [10] Irwin, G. R., *Plastic Zone Near a Crack and Fracture Toughness*, Sagamore Research Conference Preceedings, Vol. 4, 1961.
- [11] Dugdale, D. S., *Yielding in Steel Sheets Containing Slits*, Journal of the Mechanics and Physics of Solids, Vol. 8, pp. 100-104, 1960
- [12] Barenblat, G. I., *The Mathematical Theory of Equilibrium Cracks in Brittle Fracture*, Advances in Applied Mechanics, Vol. VII, Academic Press, pp. 55-129, 1962.
- [13] Wells, A. A., *Unstable Crack Propagation in Metals: Cleavage and Fast Fracture*, Proceedings of the Crack Propagation Symposium, Vol. 1, Paper 84, Cranfield, UK, 1961.

- [14] Rice, J. R., *A Path Independent Integral and the Approximate Analysis of Strain Concentration by Notches and Cracks*, Journal of Applied Mechanics, Vol. 35, pp. 379-386, 1968.
- [15] Hutchinson, J. W., *Singular Behavior at the End of a Tensile Crack Tip in a Hardening Material*, Journal of the Mechanics and Physics of Solids, Vol. 16, pp. 13-31, 1968.
- [16] Rice, J. R. and Rosengren, G. F., *Plane Strain Deformation Near a Crack Tip in a Power-Law Hardening Material*, Journal of the Mechanics and Physics of Solids, Vol. 16, pp. 1-12, 1968.
- [17] Begley, J. A. and Landes, J. D., *The J-Integral as a Fracture Criterion*, ASTM STP 514 American Society for Testing and Materials, Philadelphia, pp. 24-29, 1972.
- [18] Yoffe, E. H., *The moving Griffith Crack*, Philosophical Magazine, 42, pp. 739-750, 1951.
- [19] 28 Robert, D. K. and Wells, A. A., *The velocity of Brittle fracture*, Engineering, 178, pp. 820-821, 1954.
- [20] Dulaney, E. N. and Brace, W. F., *Velocity Behavior of a Growing Crack*, Journal of Applied Physics, Vol.13, N°12, 1960.
- [21] Berry, J. P., *Some Kinetic Considerations of the Griffith Criterion for Fracture-I, Equations of Motion at Constant Force*, Journal of the Mechanics of Physics and Solids, Vol.8, pp.194-206, 1960.
- [22] Broberg, K. B., *The Propagation of a Brittle Crack*, Arkiv for Fysik, 18, pp. 159-192, 1960.
- [23] Atkinson, C. and Eshelby, J. D., *The Flow of energy Into the Tip of a Moving Crack*, International Journal of Fracture Mechanics, 4, pp. 3-8, 1968.
- [24] Freund, L. B., *Crack Propagation in an Elastic Solid Subjected to Geeneral Loading-I, Constant Rate of Extension*, Journal of the Mechanics of Physics and Solids, Vol.20, pp.129-140, 1972.
- [25] Freund, L. B., *Crack Propagation in an Elastic Solid Subjected to Geeneral Loading-II, Non-Uniform Rate of Extension*, Journal of the Mechanics of Physics and Solids, Vol.20, pp.141-152, 1972.
- [26] Freund, L. B., *Crack Propagation in an Elastic Solid Subjected to Geeneral Loading-III, Stress Wave Loading*, Journal of the Mechanics of Physics and Solids, Vol.21, pp.47-61, 1973.

- [27] Freund, L. B., *Crack Propagation in an Elastic Solid Subjected to Geeneral Loading-IV, Obliquely Incident Stress Pulse*, Journal of the Mechanics of Phisycs and Solids, Vol.22, pp.137-146, 1974.
- [28] Nilsson, F., *A Note on the Stress Singularity at Non-Uniformly Moving Crack Tip*, Journal of Elasticity, 4, pp. 73-75, 1974.
- [29] Kalthoff, J. F., Beinert, J. and Winkler, S. *Measurements of Dynamic Stress Intensity Factors for Fast Running and Arresting Cracks in Double Cantilever Beam Specimens*, Fast Fracture and Crack Arrest, ASTM STP 627. pp. 161-176, 1977.
- [30] Kalthoff, J. F., *On the Measurement of Dynamic Fracture Toughnesses - A Review of Recent Work*, International Journal of Fracture 27, pp. 277-298, 1985.
- [31] Kobayashi, T. and Dally, J. W., *Relation Between Crack Velocity and the Stress Intensity Factor in Birefringent Polymers*, Fast Fracture and Crack Arrest, ASTM STP 627, pp.257-273, 1977.
- [32] Baum, M. R., *The Relationship Between Breach Development and the Depressurization Transient During Axial Rupture of a Gas-Pressurized Steel Pipe*, Transactions of the ASME, Journal of Pressure Vessel Technology, Vol. 104, pp. 20-24, February 1982.
- [33] Baum, M. R., Elston, M. J. H., *Pneumatic Rupture of a Brittle Pipe: The Depressurization Transient Adjacent to the Rupture Zone*, Transactions of the ASME, Journal of Pressure Vessel Technology, Vol. 103, pp. 287-293, August 1981.
- [34] Ives, K. D., Shoemaker, A. K., McCartney, R. F., *Pipe Deformation During a Running Shear fracture in Line Pipe*, Journal of Engineering Materials and Technology, pp. 309-317, October 1974.
- [35] Emery, A. F., Love, W. J. and Kobayashi, A. S., *Dynamic Finite Difference Analysis of an Axially Cracked Pressurized Pipe Undergoing Large Deformations*, Fast Fracture and Crack Arrest, ASTM STP 627, pp.143-158, 1977.
- [36] Emery, A. F., Perl, M., Love, W. J. and Kobayashi, A. S., *On the Motion of an Axial Through Crack in a plane*, Journal of Pressure Vessel Technology, Vol. 103, pp. 281-286, August 1981.
- [37] Emery, A. F., Love, W. J., Kobayashi, A. S., *Fracture in Straight Pipes Under Large Deflection Conditions - Part I: Structural Deformations*, Transactions of the ASME, pp. 122-127, February 1977.

- [38] Emery, A. F., Love, W., J. Kobayashi, A. S., *Fracture in Straight Pipes Under Large Deflection Conditions - Part II: Pipe Pressures*. Transactions of the ASME, Journal of Pressure Vessel Technology, pp. 128-136, February 1977.
- [39] Emery, A. F., Love, W. J. and Kobayashi, A. S., *Elastic Crack Propagation Along a Pressurized Pipe*, Transactions of the ASME, pp. 2-7, February 1976.
- [40] Emery, A. F., Perl, M., Kobayashi, A. S.; Love, W. J., *The use of the Split Ring in Modeling Ductile Axial Crack Extension in Pipes*, Journal of Pressure Vessel Technology, Vol. 103, pp. 151-154. May 1981.
- [41] Emery, A. F.; Kobayashi, A. S.; Love, W. J.; Place, C. L. and Chao, Y. H., *An Experimental and Analytical Investigation of Axial Crack Propagation in Long Pipes*, Engineering Fracture Mechanics, Vol. 23, N°1, pp. 215-226, 1986
- [42] Kanninen, M. F., Sampath, S. G., Popelar, C., *Steady-State Crack Propagation in Pressurized Pipelines Without Backfill*, Transactions of the ASME, Journal of Pressure Vessel Technology, pp. 56-65, February 1976.
- [43] Kanninen, M. F., Popelar, C., Rosenfield, A. R., *Steady-State Crack Propagation in Pressurized Pipelines*, Transactions of the ASME, Journal of Pressure Vessel Technology, pp. 112-121, February 1977.
- [44] Freund, L. B., Parks, D. M. & Rice, J. R., *Running Ductile Fracture in a Pressurized Line Pipe*, Mechanics of Crack Growth, ASTM STP 590, 1976. pp. 243-262.
- [45] Demofonti, G., Buzzichelli, G., Venzi, S. and Kaninnen, M. F., *Step by Step Procedure for the Two Specimen CTOA Test*, Pipeline Technology, Vol.II, pp. 503-512, 1995.
- [46] Demofonti, G. and Rizzi, L., *Experimental Evaluation of CTOA in Controlling Unstable Ductile Fracture Propagation, Defect Assessment in Components - Fundamentals and Applications*, ESIS/EGF9, pp. 693-703, 1991.
- [47] Demofonti, G., Buzzichelli, G., Venzi, S. and Kaninnen, M. F., *The Unstable Propagation Ductile Fracture on Gas Pipeline Evaluated in Terms of CTOA Parameter*, The Institute of Materials, 2nd Griffith Conference, 1995.
- [48] Anderson, T. L., *Fracture Mechanics, Fundamentals and Applications*, CRC Press, 1995.
- [49] Kaninnen, M. F. and Popelar, C. H., *Advanced Fracture Mechanics*, Oxford University Press, 1995.

- [50] Freund, L. B., *Dynamic Fracture Mechanics*, Cambridge University Press, 1990.
- [51] Broek, D., *Elementary engineering Fracture Mechanics*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1986.
- [52] Meguid, S. A., *Engineering Fracture Mechanics*, Elsevier Applied Science, 1989.
- [53] Barsom, J. M. and Rolfe, S. T., *Fracture and Fatigue Control in Structures*, Prentice Hall, 1987.
- [54] Hertzberg, R. W., *Deformation and fracture Mechanics of Engineering Materials*, J. Wiley & Sons, 1989.
- [55] Taylor, G. I., *Proceedings of the Royal Society*, London, A154, pp. 362, 1934.
- [56] Orowan, E., *Z. Phys.*, 89, pp. 604-634, 1934.
- [57] Polanyi, M. *Z. Phys.* 89, pp. 360, 1934.
- [58] Westergaard, H. M., *Bearing Pressures and Cracks*, *Journal of Applied Mechanics*, Vol.6, pp.49-53, 1939.
- [59] Tada, H., Paris, P. C. and Irwin G. R., *The Stress Analysis of Cracks Handbook*, Paris productions Incorporated, 1985.
- [60] E 399-90 *Standard Test Method for Plane-Strain Fracture Toughness of Metallic Materials*, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, PA, 1966.
- [61] Eshelby, J. D., *Energy Relations and the Energy-Momentum Tensor in Continuum Mechanics*, *Inelastic Behavior of Solids*, M. F. Kanninen et al. (ed.) McGraw Hill, New York, pp. 77-115, 1969.
- [62] Paris, P. C., Tada, H., Zahoor, A. and Ernst, H. A., *The Theory of Instability of the Tearing Mode of Elastic-Plastic Fracture*, *Elastic-Plastic Fracture*, ASTM STP 668, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, Pa., pp. 5-36, 1979.
- [63] Paris, P. C., Tada, H., Ernst, H. A. and Zahoor, A., *Initial Experimental Investigation of Tearing Instability Theory*, *Elastic-Plastic Fracture*, ASTM STP 668, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, Pa., pp. 251-265, 1979.

- [64] Ernst, H. A., Paris, P. C., and Landes J. D., *Estimation on J-Integral and Tearing Modulus T from a Single Specimen Test Record*, Fracture Mechanics: Thirteenth Conference, ASTM STP 743, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, Pa., pp. 476-502, 1981.
- [66] Green, G. and Knott, J. F., *On Effects of Thickness on Ductile Crack Growth in Mild Steel*, Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 23, pp. 167-183, 1975.
- [67] Berry, G. and Brook, R., *On the Measurement of Critical Crack-Opening-Displacement When Slow Crack Growth Precedes Rapid Fracture*, International Journal of Fracture, 11, pp. 933-938, 1975.
- [68] ASM Handbook. Vol. 12, *Fractography*, 1992.
- [69] Steverding, B. and Lehnigk, S.H., *The Propagation Law of Cleavage Fracture*, International Journal of Fracture Mechanics, Vol.6, N°3, pp.223-232. September 1970.
- [70] Tsann Lin; Evans, A. G., and Ritchie, R. O., *A Statistical Model of Brittle Fracture by Transgranular Cleavage*, Journal of the Mechanics of Physics and Solids, Vol.34, N°5, pp. 477-497, 1986.
- [71] Xu, X. X., Cai, Q. G., Su, Y., Hou, C. X., Ma, W. D., *Statistical Model of Cleavage Fracture in Granular Bainite in Simulated Weld Heat Affected Zone*, Materials Science and Technology, Vol.5, pp.913-917, 1989.
- [72] Xu, X. X., Cai, Q. G., Su, Y. A., *Tensile Stress Criterion for Cleavage in precracked, Notched and smooth Bars*, International Journal of Fracture, 50, pp.51-65, 1991.
- [73] Pugh, S. F., *An Introduction to Grain Boundary Fracture in Metals*, The Institute of Metals, 1991.
- [74] Argon, A. S., Im, J., Safoglu, R., *Cavity Formation from Inclusions in Ductile Fracture*, Metallurgical Transactions, Vol.6A, pp.825-837, 1975.
- [75] Knott, J. F., *Micromechanisms of fracture and the fracture Toughness of engineering Alloys*, Fracture 1977, Vol.1, ICF4, Waterloo Canada, pp. 61-91, June 1977.
- [76] ASTM STP 466, *Impact Testing of Metals*, American Society for Testing and Materials, 1969.

- [77] Cheng Liu and Rosakis, A. J., *Investigation of Transient Effect for Dynamically Initiating and Growing Cracks Under Stress Wave Loading Conditions*, Dynamic Fracture Mechanics, Computational mechanics computations, 1995.
- [78] Nakamura, T., Shih, C. F. and Freund, L. B., *Analysis of a Dynamically Loaded Three-Point-Bend Ductile Fracture Specimen*, Engineering Fracture Mechanics, Vol.25, pp. 323-339, 1986.
- [79] Nakamura, T., Shih, C. F., and Freund, L. B., *Three-Dimensional Transient Analysis of a Dynamically Loaded Three -Point-Bend Ductile Fracture Specimen*, ASTM STP 995, Vol.1, American Society of Testing and Materials, Philadelphia, pp. 217-241, 1989.
- [80] Broberg, K. B., *The Propagation of a Brittle Crack*, Ark. Fys., 18, 16, pp. 159-192, 1960.
- [81] Freund, L. B., *Dynamic Crack propagation*, The Mechanics of Fracture, AMD Vol.19, pp. 105-134, 1976.
- [82] Baker, B. R., *Dynamics Stresses Created by a Moving Crack*, Journal of Applied Mechanics, 29, pp. 449-458, 1962.
- [83] Rose, L. R. F., *An Approximate (Wiener-Hopf) Kernel for Dynamic Crack Problems in Linear Elasticity and Viscoelasticity*, Proceedings of the Royal Society of London, series A, 349, pp. 497-521, 1976.
- [84] Craggs, J. W., *On the Propagation of a Crack in an Elastic-Brittle Material*, Journal of the Mechanics and Physics of Solids, Vol.8, pp.66-75, 1960.
- [85] Freund, L. B., *Energy Flux into the Tip of an Extending Crack in an Elastic Solid*, Journal of Elasticity, Vol.2, pp.341-349, 1972.
- [86] Aoki, Shigueru, *FE and BE Investigation on Caustic Method for Measuring Dynamic Fracture Toughness*, Dynamic Fracture Mechanics, pp. 203-237, Computational Mechanics Publications, 1995.
- [87] Rosakis, A. J. and Zehnder, A. T., *On the Dynamic Fracture of Structural Metals*, International Journal of Fracture, 27, pp. 169-186, 1985.
- [88] Mannog, P., *Proceedings*, International Conference on the Physics of Non-Crystalline Solids, Delft, The Netherlands, pp. 481-490, 1964.
- [89] Kanazawa, T. and Machida, S., *Fracture Dynamics Analysis on Fast Fracture and Crack Arrest Experiments*, Fracture Tolerance Evaluation, T. Kanazawa, A. S. Kobayashi, and K. Lido (eds.) Toyoprint Japan, 1982.

- [90] Freund, L. B., and Clifton, R. J., *On the Uniqueness of Plane Elastodynamic Solutions for Running Cracks*, Journal of Elasticity, Vol.4, pp.293-299, 1974.
- [91] Sih, G. C., *Some Elastodynamic Problems of Cracks*, International Journal of Fracture Mechanics, Vol.4 pp. 51-68, 1968.
- [92] Kalthoff, J. F., *On the characteristic angle for Crack Branching in Ductile Materials*, International Journal of Fracture Mechanics, 7, pp. 478-480, 1971.
- [93] Cotterell, B., *On Brittle Fracture Paths*, International Journal of Fracture, 1, pp. 96-103, 1965.
- [94] Anderson, H., *Stress Intensity Factors at the Tips of a Star-Shaped Contour in a Infinite Tensile Sheet*, Journal of the mechanics and Phisycs of Solids, 17, pp.405-417, 1969. y errata, op. cit., 18, 437, 1970.
- [95] Ramulu, M., Kobayashi, A. S., Kang, B. S. J., *Dynamic Crack Curving and Branching in Line-Pipe*, Journal of Pressure Vessel Technology, Vol.104, pp.317-322, November 1982.
- [96] Ramulu, M. and Kobayashi, A. S., *Mechanics of Crack Curving and Branching - A Dynamic Fracture Analysis*, International Journal of Fracture, 27, pp.187-201, 1985.
- [97] Knauss, W. G. and Ravi-Chandar, K., *Some Basic Problems in Stress wave Dominated fracture*, International Journal of Fracture, 27, pp.127-143, 1985.
- [98] Rothwell, A. B. and G. Fearnough, Proc. International Seminar on Fracture in Gas Pipelines, Moscow, 1984, pp.135, CBMM, Sao Paulo, 1984.
- [99] Irwin, G. R. and Wells, A. A., *A continuum-Mechanics View of Crack Propagation*, Metallurgical Reviews, 10, pp.223-270, 1965.
- [100] Kaninnen, M. F., Popelar, C. and Gehlen, P. C., *Dynamic Analysis of Crack propagation and Arrest in the Double-Cantilever-Beam specimen*, Fast Fracture and Crack Arrest, ASTM STP 627, pp.19-38, 1977.
- [101] Gehlen, P. C., Popelar, C., Kaninnen, M. F., *Modeling of Dynamic Crack Propagation: I. Validation of One-Dimensional Analysis*, International Journal of Fracture, Vol.15, N° .3, pp. 281-294, 1979.
- [102] Knauss, W. G., *Fundamental Problems in Dynamic Fracture*, AFR Vol.I-V, pp.625-652, 1984.

- [103] Maxey, W. A., Eiber, R. J., Podlasek, R. J. and Duffy, A. R., *Observations on Shear Fracture Propagation Behavior. Crack Propagation in Pipelines*, Institute of Gas Engineers, London, 1974.
- [104] Kaninnen, M. F., Grant T. S., Demofonti, G., *The Development and Validation of a Theoretical Ductile Fracture Model*, Proceedings of the Eighth Symposium on Line Pipe Research, American Gas Association, pp. 12-1_12-20, 1993.
- [105] Kaninnen, M. F., Buzzichelli, G., Demofonti, G., Venzi, S., et al., *The Development of a Ductile Pipe Fracture Model*, Joint Final Report by Southwest Research Institute, CSM and SNAM to the Pipeline Research Committee, 1991.
- [106] Shoemaker, A. K., McCartney, R. F., *Displacement Consideration for a Ductile Propagating Fracture in Line Pipe*, Transactions of the ASME, pp.318-322, 1974.
- [107] Hahn, G. T., Sarrate, M., and Rosenfield, A. R., *Criteria for Crack Extension in Cylindrical Pressure Vessels*, International Journal of Fracture Mechanics, Vol.5, N°3, pp.187-210, September 1969.
- [108] Poynton, W. A., Shannon, R. W. E., Fearnough, G. D., *The Design and Application of Shear Fracture Propagation Studies*, Journal of Engineering Materials and Technology, pp.323-329, October 1974.
- [109] Herrera, R., Carcagno, G., Landes, J. and Zhen Zhou, *Predicting Failure for Internally Pressurized Pipes with Surface Defects*, The International Conference on Pipeline Reliability, Calgary, June 1992.
- [110] Morales, C. R., Pérez, T. E. and Fitzsimons, G. L., *Sulfide Stress Cracking: Some Observations About the DCB Test*, to be presented at Corrosion/97 Conference. New Orleans.1997.