

01186

2
2e)

**DIVISION DE ESTUDIOS DE POSGRADO DE LA FACULTAD DE INGENIERIA,
UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO. DEEFI-UNAM.**

**EFFECTOS DEL BIOXIDO DE CARBONO SOBRE
EL TRANSPORTE DE MASA Y ENERGIA
EN YACIMIENTOS GEOTERMICOS.**

SARA LILIA MOYA ACOSTA

TESIS DOCTORAL

D. Ingenieria (Mecanica Teo-
rica y Aplicada).

Febrero, 1994.

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

INDICE

LISTA DE TABLAS

LISTA DE FIGURAS

RESUMEN

INTRODUCCION

CAPITULO I.	GENERALIDADES DE CAMPOS GEOTERMICOS CON BIOXIDO DE CARBONO.	6
1.1	contenido de CO ₂	6
1.2	comportamiento termodinámico	9
1.3	transporte de masa y energía	14
1.4	productividad de masa y energía	19
CAPITULO II.	COMPORTAMIENTO EXPERIMENTAL DE SOLUBILIDADES DEL SISTEMA H₂O-CO₂.	26
2.1	solubilidad del CO ₂ en la fase líquida	29
2.2	solubilidad del CO ₂ en la fase gaseosa	30
CAPITULO III.	REVISION DE MODELOS TERMODINAMICOS PREVIOS PARA LA SOLUBILIDAD DEL BIOXIDO DE CARBONO EN AGUA	31
3.1	corrección de Poynting	35
3.2	coeficiente de fugacidad	39
3.3	presión parcial de CO ₂	43
3.4	coeficiente de actividad	46
3.5	conclusiones de la revisión	50

CAPITULO IV.	MODELO PROPUESTO PARA LA SOLUBILIDAD DEL BIOXIDO DE CARBONO EN AGUA.	51
4.1	modelo propuesto	52
4.1.1	formulación para la fase gaseosa	53
4.1.2	formulación para la fase líquida	56
4.1.3	resultados	59
4.1.4	conclusiones	61
4.2	efecto del coeficiente de actividad	64
4.2.1	conclusiones	72
CAPITULO V.	ECUACIONES GOBERNANTES DEL TRANSPORTE DE MASA Y ENERGIA EN LOS YACIMIENTOS GEOTERMICOS.	73'
	introducción	73'
5.1	ecuaciones gobernantes	81
5.2	determinación de propiedades termofísicas, de transporte y termodinámicas	84
5.2.1	propiedades termofísicas	84
5.2.2	propiedades de transporte	85
5.2.3	propiedades termodinámicas	91
5.3	solubilidad del CO ₂ en agua	99
CAPITULO VI.	METODO NUMERICO	101
6.1	generalidades del método DFI	103
6.2	aplicación del método DFI a sistemas geotérmicos	107
6.3	estructura del simulador geotérmico BIOX	113

CAPITULO VII. VALIDACION DEL SIMULADOR BIOX

- 7.1 convección natural en el sector Tejamaniles del campo geotérmico, "Los Azufres", México.
- 7.2 transitorios de entalpía y CO₂ en pozos y su relación con los datos del pozo BR-21 del campo de Broadlands, Nueva Zelanda.

CAPITULO VIII. MODELO ADIMENSIONAL PARA PREDECIR LAS PRODUCTIVIDADES MASICA Y TERMICA DE YACIMIENTOS GEOTERMICOS CON BIOXIDO DE CARBONO.

- 8.1 metodología propuesta ... 132
- 8.2 resultados y discusión de resultados ... 136
 - 8.2.1 productividad másica ... 136
 - curvas de productividad másica, IPR (Inflow Performance Relationships) ... 137
 - 8.2.1.1 contribución del yacimiento a la productividad másica: ... 136
 - efecto de la permeabilidad relativa de las fases ... 145
 - efecto de la permeabilidad absoluta de la formación rocosa ... 146
 - efecto de la temperatura inicial del yacimiento ... 146
 - 8.2.1.2 modelo adimensional de productividad másica ... 147
 - correlación propuesta para predecir productividades másicas ... 148
 - curvas IPR adimensionales ... 149
 - 8.2.2 productividad térmica (o de energía) ... 157
 - curvas de productividad térmica, GIPR (Geothermal Inflow Performance Relationships) ... 158

8.2.2.1	contribución del yacimiento a la productividad térmica	... 166
	efecto de la permeabilidad relativa de las fases	... 166
	efecto de la permeabilidad absoluta de la formación	... 166
	efecto de la temperatura inicial del yacimiento	... 167
8.2.2.2	modelo adimensional de productividad térmica	... 167
	correlación propuesta para predecir productividad térmica	... 168
	curvas GIPR adimensionales	... 169

**CAPITULO IX. ESTUDIO DEL EFECTO DEL BIOXIDO DE CARBONO SOBRE
LAS PRODUCTIVIDADES MASICA Y TERMICA
DE LOS YACIMIENTOS GEOTERMICOS.**

9.1	caso base (agua pura)
9.1.1	productividad másica
9.1.2	productividad térmica
9.2	efecto del bióxido de carbono
9.2.1	efecto sobre la productividad másica
9.2.2	efecto sobre la productividad térmica
9.2.3	otros efectos

CONCLUSIONES

REFERENCIAS

APENDICES

RESUMEN

No obstante las relativamente bajas concentraciones de bióxido de carbono (CO_2) en los yacimientos geotérmicos, la presencia de este gas no condensable, afecta sustancialmente el transporte de masa y energía de los yacimientos y afecta asimismo la calidad y entalpía del vapor producido para generación de energía eléctrica. El monitoreo del vapor producido en los pozos geotérmicos y las simulaciones numéricas, han permitido obtener algunas conclusiones generales al respecto. Una de estas conclusiones es que el análisis de los transitorios de la entalpía producida en los pozos geotérmicos (entalpía fluyente) puede aplicarse como una herramienta en la caracterización del yacimiento in-situ (medio roca-fluido).

Dado el creciente interés en el uso de la entalpía fluyente para caracterizar yacimientos geotérmicos, se propone una metodología para estimar, mediante simulaciones numéricas, la contribución del yacimiento a las productividades de masa y energía de los pozos geotérmicos. El principal objetivo es determinar el efecto que el bióxido de carbono tiene sobre esas productividades. La metodología está basada en el empleo de "curvas características" o "curvas de referencia" que relacionan las productividades de masa

y energía de los pozos geotérmicos, con la presión en la interfase pozo-yacimiento, para diferentes valores de los parámetros termofísicos y de transporte del yacimiento. Se cuantifica el efecto que el bióxido de carbono tiene sobre esas productividades, mediante comparación de las curvas características obtenidas para un yacimiento conteniendo bióxido de carbono con las obtenidas para un yacimiento considerado de agua pura.

Para tal fin se implementó el simulador geotérmico BIOX, que modela numéricamente el transporte de masa y energía de yacimientos geotérmicos con/sin bióxido de carbono, hasta temperaturas del orden de 350°C y presiones de hasta 500 bar. Se desarrolló, como parte de la formulación matemática incluida en BIOX, un nuevo modelo termodinámico para predecir, con mayor precisión que modelos previos, la solubilidad del bióxido de carbono en agua para condiciones de presión y temperatura geotérmicas. A diferencia de los modelos termodinámicos previos, el modelo desarrollado considera el comportamiento no ideal de las componentes en la mezcla gaseosa e incluye formalmente el efecto de la compresibilidad de la fase líquida. En BIOX se incluye asimismo una formulación, lo más rigurosa posible, de las propiedades termodinámicas y de transporte para la mezcla bifásica de agua y bióxido de carbono.

Mediante el empleo del simulador BIOX se obtienen las curvas características antedichas para productividad másica (curvas IPR, Inflow Performance Relationships) y para productividad térmica (curvas GIPR, Geothermal Inflow Performance Relationships) para yacimientos con/sin bióxido de carbono. Se obtiene asimismo un modelo adimensional de productividades expresado mediante dos "curvas de referencia adimensionales", una para productividad másica y la otra para productividad de energía. Estas curvas adimensionales permiten predecir las productividades de los pozos geotérmicos, a corto, mediano y largo plazo, independientemente de los parámetros del yacimiento; siendo esto una contribución original a nivel internacional. Se espera que las curvas adimensionales propuestas puedan llegar a ser de gran utilidad práctica en la industria geotérmica, permitiendo definir mejores estrategias de exploración y explotación de los campos geotérmicos.

INTRODUCCION

Los gases no condensables presentes en los fluidos geotérmicos afectan significativamente el transporte de masa y energía de los yacimientos y pozos geotérmicos. El bióxido de carbono constituye por lo menos el 90% de estos gases no condensables y afecta de manera importante la productividad de masa y energía de los pozos geotérmicos. Por consiguiente, la presencia de bióxido de carbono en el vapor geotérmico producido, influye en la selección, mantenimiento y economía del equipo periférico de generación de energía eléctrica.

La predicción de las productividades de masa y energía de los pozos geotérmicos en función del contenido de bióxido de carbono y de los parámetros termofísicos y de transporte del yacimiento, ha sido de creciente interés en la industria geotérmica ya que constituye un criterio importante en la ingeniería de yacimientos geotérmicos para decidir las mejores estrategias de exploración y explotación de un campo geotérmico. La "herramienta numérica" para esas predicciones es sofisticada y cara pero poderosamente necesaria.

El objetivo principal de la presente tesis es obtener un modelo adimensional expresado mediante dos "curvas de referencia adimensionales" que permitan predecir las productividades de masa y energía de los yacimientos geotérmicos, a corto, mediano y largo

plazo, independientemente de los parámetros termofísicos y de transporte del yacimiento. El estudio se aboca al caso de gran importancia práctica, de flujo bifásico radial hacia un pozo.

Las características principales del transporte de masa y energía de yacimientos geotérmicos con bióxido de carbono se describen en el CAPITULO I, incluyendo el comportamiento termodinámico de fases del sistema binario H_2O-CO_2 para diferentes concentraciones de bióxido de carbono. El conocimiento de la solubilidad real del CO_2 en el agua geotérmica es particularmente importante para una mejor estimación de las productividades de masa y energía de los yacimientos geotérmicos. En el CAPITULO II se analiza el comportamiento experimental de solubilidades del sistema H_2O-CO_2 , tanto para la fase líquida como para la fase gaseosa, en un amplio rango de condiciones de presión y temperatura. De manera complementaria, en el CAPITULO III se presenta una revisión de los modelos de solubilidad existentes hasta la actualidad, para el susodicho sistema binario.

Como resultado de la revisión efectuada en el CAPITULO III, se hizo necesario desarrollar (CAPITULO IV) un nuevo modelo de solubilidades para el sistema binario H_2O-CO_2 . El modelo desarrollado (Moya e Iglesias, 1992) ajusta satisfactoriamente los datos experimentales del equilibrio de fases, en el rango de temperaturas y presiones geotérmicas: hasta $350^\circ C$ y 500 bar. A diferencia de modelos de solubilidad previos, en el nuevo modelo se

considera el comportamiento no ideal de ambas componentes en la mezcla gaseosa y se involucra formalmente el efecto de la compresibilidad de la fase líquida. El nuevo modelo de solubilidades desarrollado se integró al sistema de ecuaciones gobernantes del transporte de masa y energía de los yacimientos geotérmicos, CAPITULO V. En este capítulo se incluye asimismo una formulación, lo más rigurosa posible, para la determinación de las propiedades termodinámicas y de transporte de la mezcla bifásica binaria H_2O-CO_2 (Moya et al., en prensa).

El sistema de ecuaciones diferenciales parciales que gobierna el transporte de masa y energía de los yacimientos geotérmicos, es altamente no lineal y acoplado y en la actualidad solamente puede resolverse mediante métodos numéricos. Durante los últimos años se ha introducido en la literatura geotérmica, un poderoso método numérico denominado de Diferencias Finitas Integrales, DFI (CAPITULO VI), el cual permite una descripción geométrica flexible al no distinguir entre una, dos o tres dimensiones, de geometrías regulares e irregulares. El método DFI, en combinación con el método Newton-Raphson para manejar las no linealidades de las ecuaciones y de un algoritmo numérico eficiente para invertir las matrices dispersas generadas, ha sido la base de los pocos simuladores geotérmicos comerciales desarrollados hasta la actualidad en el plano internacional. Estos simuladores han demostrado su capacidad para modelar flujo bifásico en medios porosos, con transferencia de calor y con constantes transiciones

de fase. La mayoría de ellos consideran agua pura bifásica como el fluido geotérmico y los que involucran gases no condensables se encuentran aún en etapa de investigación. Aprovechando la estructura básica de un simulador geotérmico comercial para agua pura con las características mencionadas, se implementó, como parte de esta tesis, el simulador geotérmico BIOX para yacimientos de agua y bióxido de carbono (CAPITULO VI). El simulador BIOX involucra el modelo de solubilidades desarrollado (CAPITULO IV), la formulación seleccionada para las propiedades termodinámicas y de transporte de la mezcla bifásica binaria (CAPITULO V) y una generación de archivos de salida indexados. Los archivos indexados generados por BIOX permiten, mediante un programa interactivo, procesar la información requerida por el usuario para una interpretación rápida de los resultados. El programa interactivo desarrollado, LAIGAGBIOX, tiene la estructura de un programa previo LAIGAG (Moya, 1989). La validación de BIOX se presenta en el CAPITULO VII mediante comparación de los resultados obtenidos, con aquellos publicados en la literatura especializada para dos problemas de prueba particulares. El primero de ellos se refiere al estudio de la convección natural con bióxido de carbono en un sector vertical del campo geotérmico de Los Azufres, México. El segundo se refiere al estudio de la entalpía y contenido de CO₂ fluyentes en un pozo del campo de Bagnore, Italia.

Una vez validado el simulador BIOX, se procede a describir la metodología numérica propuesta para obtener las curvas IPR y GIPR,

(CAPITULO VIII), con las cuales poder predecir, respectivamente, las productividades de masa y energía de yacimientos geotérmicos con bióxido de carbono. Se analiza el efecto de las permeabilidades absolutas de la formación rocosa (10 y 100 milidarcys), de las funciones de permeabilidad relativa entre las fases (del tipo Corey y del tipo lineal), así como el efecto de la masa total extraída (a velocidad de producción constante) abarcando entre 5 y 35% de la masa inicial de fluido in-situ. Lo anterior para un yacimiento conteniendo inicialmente 0.5% masa de CO₂ en agua líquida comprimida a punto de la ebullición. El estudio comprende dos casos de temperaturas iniciales del yacimiento: 250 y 350°C, implicando presiones parciales de CO₂ de 7 y 3 bar, respectivamente, al inicio de la ebullición. En este capítulo se demuestra que es posible obtener dos curvas de referencia adimensionales para yacimientos con bióxido de carbono, una para productividad másica y otra para productividad térmica. Esto constituye una contribución original a nivel internacional. Como parte final de este trabajo, en el CAPITULO IX se determina el efecto que el bióxido de carbono tiene sobre las productividades de masa y energía de los pozos geotérmicos. Para esto se aplica la misma metodología del capítulo anterior, al "caso base" de agua pura (un estudio preliminar de productividades para un yacimiento de agua pura puede encontrarse en Iglesias y Moya, 1990). Mediante comparación de las curvas IPR y GIPR obtenidas para los casos con y sin CO₂, se interpreta y se mide el efecto que el CO₂ tiene sobre esas productividades, obteniendo las CONCLUSIONES respectivas.

**GENERALIDADES SOBRE CAMPOS
GEOTERMICOS CON BIOXIDO DE CARBONO.**

1.1 Contenido de CO₂

La presencia de gases no condensables en el fluido geotérmico, aun en pequeñas cantidades, afecta significativamente el transporte de masa y energía de los yacimientos geotérmicos. Las composiciones y concentraciones de los gases no condensables varían de un campo geotérmico a otro y en diferentes sectores de un mismo campo; pueden cambiar durante la explotación y ser diferentes en el fluido producido (pozo) y en el yacimiento in-situ (medio roca-fluido). En general, la composición depende de las características vulcanológicas del yacimiento, de las reacciones roca-fluido, de la degradación de compuestos orgánicos y del decaimiento radiactivo. El CO₂ en particular puede ser de origen volcánico (Moore et al., 1992) como es el caso del campo de Krafla, Islandia, o provenir de reacciones del fluido con roca carbonatada (Atkinson et al., 1980) como en los campos de Lardarello y Bagnore, Italia.

Las condiciones termodinámicas de temperaturas y presiones parciales prevalecientes en aguas profundas de algunos campos geotérmicos se muestran en la tabla 1-1. Es de observarse que las

presiones parciales de los gases en el campo geotérmico de Broadlands, Nueva Zelanda, son de varios órdenes de magnitud más grandes que en los otros campos. El bióxido de carbono es el principal componente gaseoso en todos los campos a excepción de Hveragerdi en el cual predomina el nitrógeno. Típicamente, el bióxido de carbono (CO₂) constituye por los menos el 90% de los gases no condensables presentes en los campos geotérmicos.

TABLA 1-1 PRESIONES PARCIALES DE GASES
EN DIVERSOS CAMPOS GEOTERMICOS
(Mahon y Finlayson, 1972)

Campo	Presiones (atmósferas)						
	pCO ₂	pH ₂ S	pH ₂	pN ₂	pNH ₃	pCH ₄	T(°C)
Broadlands	9.0	0.1	0.11	0.95	.0016	.7	260
Wairakei	0.9	0.02	0.09	0.02	.0003	.08	260
Larderello	0.4	.01	.01	.003	.008		220
Los Geysers	0.04	.002	.007	.0009	.0009		190
Hveragerdi	0.02	.0002	.08	.23			216

En Larderello, Italia y en Los Geysers, California, las concentraciones promedio de bióxido de carbono en el fluido geotérmico son relativamente pequeñas si se comparan con la concentración promedio del campo de Broadlands, Nueva Zelanda, que es de aproximadamente 4% masa, a profundidad, donde el fluido es todo fase líquida. En otros campos como el de Ahuachapán, El Salvador, el contenido total de CO₂ es apenas de un 0.05% (Kestin et al., 1980) y en Cerro Prieto, México, es del orden de 0.2-1% en la fase gaseosa (Nehring y D'Amore, 1984). Nieva et al. (1987), a partir de datos de varios pozos de Los Azufres, México, encontraron que la distribución vertical de CO₂ en el sector Tejamaniles (al sur del campo) comprende concentraciones máxicas menores de 2% en la fase líquida y menores de 10% en la fase gaseosa.

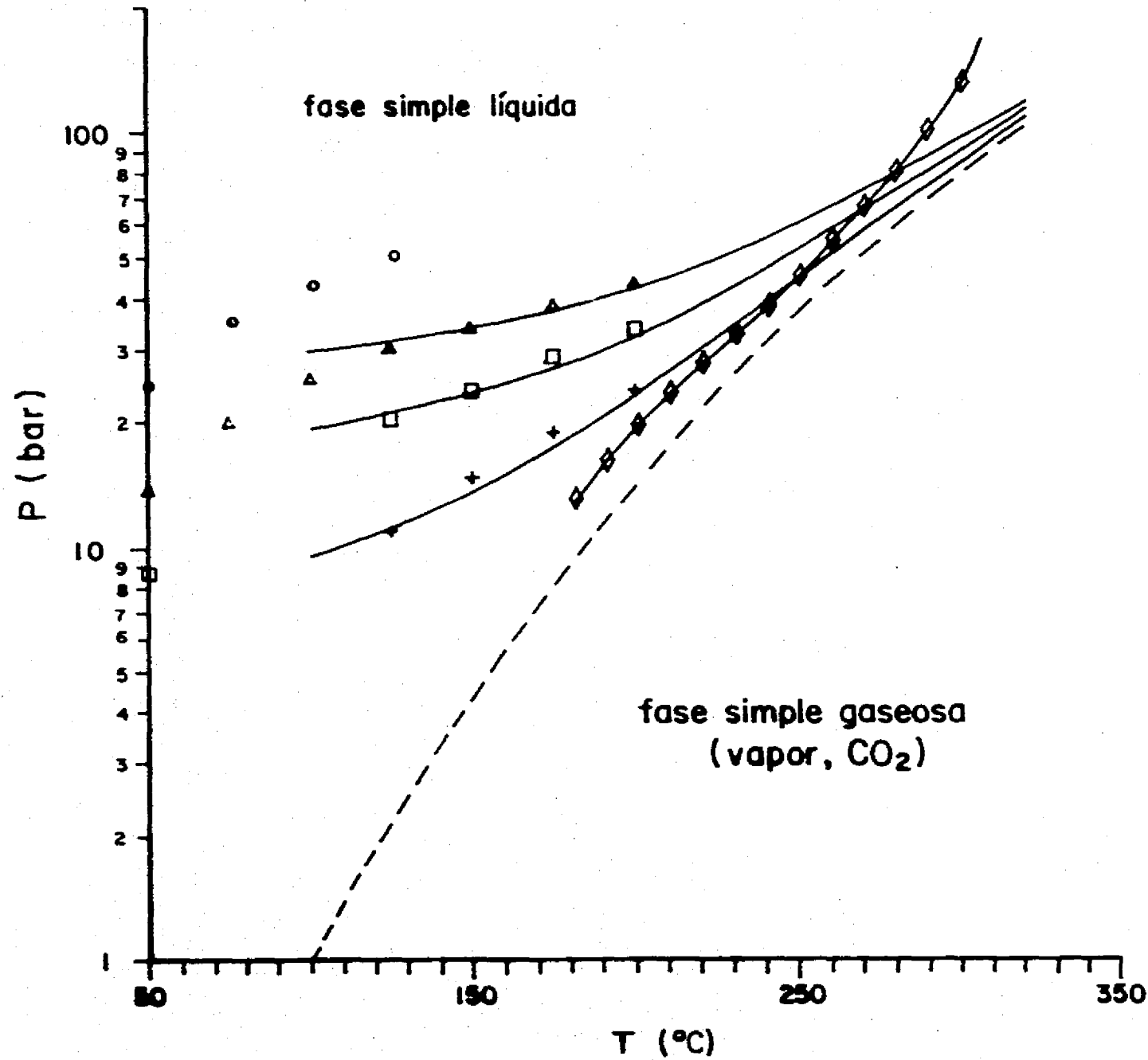
Las concentraciones de CO₂ en un yacimiento (in-situ) son por lo regular diferentes a las concentraciones en el fluido producido, pudiendo ser mayores o menores (Bodvarsson, 1984). La mayoría de los pozos en Larderello producen vapor sobrecalentado con un contenido de CO₂ de 3-10% fracción máxica (Pruess et al., 1985). El campo de Bagnore, Italia, produjo inicialmente 90% de este gas el cual ha ido disminuyendo paulatinamente hasta alcanzar un 7-20% (Kestin et al., 1980). El campo de Krafla, Islandia, produjo 7% de CO₂ durante la erupción de 1975 y al concluir ésta, se redujo a un 3%. Santoyo et al. (1991) asociaron la variabilidad de CO₂ en algunos pozos de Los Azufres a los eventos sísmicos ocurridos en México durante 1985 y 1987. El contenido de CO₂ en este campo es

distinto también en diferentes pozos productores, varía entre 0.2% y 8.5% (Quijano et al., 1987; Kruger et al., 1985) con la descarga de vapor a una presión de separación de 10 bar. El contenido más alto se ha encontrado en pozos someros (poco profundos) de alta calidad de vapor ubicados en el sector Tejamaniles, al sur del campo geotérmico. Nieva et al. (1987) determinaron que en los pozos alimentados por zonas profundas, la producción de CO₂, aunque pequeña, muestra una tendencia al incremento y que en los pozos de estratos superiores, la producción de CO₂ permanece relativamente constante.

1.2 Comportamiento termodinámico.

La mayor parte del bióxido de carbono contenido en el fluido geotérmico se encuentra en la fase gaseosa a consecuencia de su poca solubilidad en la fase líquida (Takenouchi y Kennedy, 1964 y 1965; ver CAPITULO II). De este modo, la presencia de CO₂ expande la zona bifásica de los yacimientos geotérmicos. La presión total en la fase gaseosa es, básicamente, la suma de las presiones parciales del vapor de agua y del bióxido de carbono. Consecuentemente, cuando el CO₂ está presente, la temperatura de saturación es más baja que aquélla para agua pura, para la misma presión total. La región bifásica es una región (figura 1-1) limitada por arriba y por abajo por la presión de ebullición y la presión de condensación, respectivamente. El espesor de la banda disminuye, conforme la fracción másica de CO₂ en la mezcla bifásica

FIG. 1-1. DIAGRAMA DE FASES PARA EL SISTEMA H₂O-CO₂ PARA DIFERENTES CONCENTRACIONES DE CO₂ EN LA MEZCLA BIFASICA.



- — — agua pura
- + + + .39% masa de CO₂ , experimental
- — — .40% masa de CO₂
- □ □ .73% masa de CO₂ , experimental
- — — .80% masa de CO₂
- △ △ △ 1.1% masa de CO₂ , experimental
- — — 1.2% masa de CO₂
- ○ ○ 1.8% masa de CO₂ , experimental
- ◇ ◇ ◇ perfil P-T de Broadlands .

Modelo de Pritchett et al. (1981) comparado con los valores experimentales de Zawisza y Malesińska (1981). Se agrega la curva P-T calculada por Sutton y McNabb (1976) para el campo geotérmico de Broadlands, asumiendo 4.4% masa de CO₂ y 1.34 MJ/Kg.

es menor, hasta obtener la "curva de saturación" para el caso de agua pura. En este caso de agua pura, si la presión del fluido es menor que la "presión de saturación" para una temperatura dada, el sistema consiste únicamente de vapor sobrecalentado. Si la presión del fluido excede la presión de saturación, el fluido consiste de agua líquida comprimida. Todos los estados bifásicos se encuentran en la curva de saturación: $P=P_s(T)$. Si el CO_2 está presente, dos efectos relacionados alteran la situación anterior. Primero, la presión de ebullición para una temperatura fija, se incrementa. Es decir, la fase líquida comprimida de una solución de agua con CO_2 , al ser sometida a una depresión, ebulle antes que una fase líquida comprimida de agua pura. Por otro lado, si una mezcla gaseosa de agua y CO_2 se comprime, se formará fase líquida a una presión ligeramente mayor que la curva de saturación para agua pura. Concluyendo, cuando el CO_2 está presente, la "presión de ebullición" excede la "presión de condensación", y ambas exceden $P_s(T)$, la cual representa la curva de saturación para agua pura.

En el campo geotérmico de Broadlands, Nueva Zelanda, las presiones son sustancialmente mayores que aquéllas correspondientes a un sistema de agua pura en ebullición. Sutton y McNabb (1977) mostraron que los datos presión-temperatura de este campo (figura 1-1) corresponden a una mezcla $\text{H}_2\text{O}-\text{CO}_2$ con 4.4% en masa de CO_2 en la fase líquida, iniciándose la ebullición a una profundidad de 1500 m a 304°C y 166 bar. De la misma manera, Pritchett et al. (1981) caracterizaron el estado natural del campo de Baca, Nuevo

México, como una mezcla H_2O-CO_2 con .4-1.5% masa de CO_2 .

La presión de un yacimiento con gases no condensables puede incrementarse todavía más cuando existen sales disueltas en el agua geotérmica, independientemente de los problemas de taponamiento y corrosión que estas sales puedan ocasionar en la matriz porosa, fracturas y tuberías del campo geotérmico. Este incremento de presión es consecuencia de la disminución de la solubilidad del bióxido de carbono en la solución de agua con sal (Ellis y Golding, 1963; Takenouchi y Kennedy, 1965). No obstante, la concentración de sales es pequeña en la gran mayoría de los campos geotérmicos y en este caso el comportamiento termodinámico es muy parecido al del agua pura (Takenouchi y Kennedy, 1965; Barta y Bradley, 1985; Harvey y Prausnitz, 1989). Otro aspecto interesante se presenta bajo condiciones supercríticas. En esta circunstancia, grandes volúmenes de fluido se infiltran y reaccionan con carbonatos y otros minerales de la superficie rocosa del yacimiento, requiriéndose del conocimiento de la solubilidad de los minerales. Fein y Walther (1987) midieron la solubilidad de la calcita en el sistema H_2O-CO_2 en función del contenido de bióxido de carbono disuelto, cubriendo el rango .02-.15% mol. Encontraron que la solubilidad de la calcita aumenta a mayor concentración de bióxido de carbono en el líquido, pero disminuye cuando la concentración del bióxido de carbono es mayor de .15% mol. En el presente trabajo no se consideran campos geotérmicos en los cuales la presencia de sales, reacciones químicas y/o condiciones supercríticas afecten

de manera sustancial el comportamiento del transporte de masa y energía de los mismos.

El contenido de CO_2 en el agua geotérmica no tan solo afecta la curva de ebullición del fluido sino también sus propiedades termofísicas y de transporte. Straus y Schubert (1979) calcularon el coeficiente de expansividad térmica para mezclas $\text{H}_2\text{O}-\text{CO}_2$ con 2, 4 y 6% masa de CO_2 , a presiones de 1, 50, 100 y 200 bar, en un rango de temperaturas entre 25 y 350°C. Encontraron que la expansividad térmica de la mezcla binaria es sustancialmente mayor que para el caso de agua pura y que a diferencia de la expansividad térmica del agua, que crece monótonamente con la temperatura, la expansividad de la mezcla binaria disminuye a bajas temperaturas hasta alcanzar un valor mínimo y luego se incrementa a temperaturas elevadas. Atribuyeron este comportamiento principalmente a los cambios de volumen que tienen lugar cuando el CO_2 entra o sale de la solución como consecuencia de su mayor o menor solubilidad. Straus y Schubert aplicaron su metodología para calcular las expansividades térmicas correspondientes a los datos presión-temperatura del campo geotérmico de Broadlands, encontrando que estas expansividades son mayores que las respectivas al agua pura, desde regiones someras, hasta profundidades del orden de 2 Km. Para profundidades menores de 500 m, las expansividades resultaron un orden de magnitud mayores y concluyeron entonces que la presencia de CO_2 en el fluido de Broadlands, propicia considerablemente la convección natural (flotación) en este campo geotérmico.

1.3 Transporte de masa y energía

No obstante las concentraciones relativamente bajas de bióxido de carbono en los campos geotérmicos, la presencia de este gas afecta sustancialmente el transporte de masa y energía de los mismos. El monitoreo de los fluidos producidos y las simulaciones numéricas han permitido obtener algunas conclusiones generales al respecto. Bodvarsson y Gaulke (1987), por ejemplo, compararon numéricamente la entalpía producida de dos yacimientos hipotéticos: uno de agua pura y otro con aproximadamente 2% mol de bióxido de carbono, a una presión parcial de 10 bar. Ambos inicialmente a una temperatura de 295-300°C y presión total de 90 bar. La entalpía del fluido producido para el caso de agua pura resultó considerablemente mayor durante los 30 años de producción simulada. Esto a consecuencia de que la ebullición se inhibe cuando el CO₂ está presente y el calor específico del CO₂ es menor que el correspondiente al vapor de agua.

Grant (1977) analizó la respuesta del campo de Broadlands a la explotación y encontró que los cambios de presión del campo son dominados por los cambios de presión del bióxido de carbono. Al inicio de la explotación, la depresión del campo fue consecuencia de la disminución de la presión parcial del bióxido de carbono y la presión del vapor de agua no se vió prácticamente afectada. Grant concluyó a este respecto que un yacimiento sin bióxido de carbono requiere cambios mucho mayores en la saturación de vapor (fracción

volumétrica) para producir depresiones similares. Sin el gas, el campo se comportaría como el de Wairakei (a corta distancia de Broadlands) que es un sistema convencional de agua caliente. Grant puntualizó que cuando existe una recuperación de la presión en el campo de Broadlands, es a consecuencia de una recuperación de la presión del gas (CO_2), y la cantidad de presión recuperada, es una medida de la cantidad total de gas que entra al campo mediante recargas naturales de agua con bióxido de carbono.

Conclusiones similares a las de Grant obtuvieron Atkinson et al. (1980) para el campo de Bagnore, Italia. Estos autores establecieron además que la composición inicial del fluido producido fue mayor de 80% de bióxido de carbono y que disminuyó, en el transcurso de dos años, hasta un 6%, manteniéndose así desde 1960. El modelo conceptual de este campo consiste de un acuífero a profundidad y una capa gaseosa en regiones someras. Contiene roca carbonatada lo cual explica el alto contenido de CO_2 en el fluido. Otro campo italiano con roca carbonatada es Larderello, con una producción acumulada aproximada de 400×10^9 Kg de fluido y en el cual la proporción gas-vapor se ha mantenido relativamente constante desde etapas tempranas de la explotación (Pruess et al. 1985). Fue inicialmente un campo de líquido dominante pero el CO_2 que se ha ido generando por la reacción del fluido con la roca carbonatada ha ido expandiendo la zona bifásica y a consecuencia de la poca solubilidad del CO_2 en el agua líquida se ha ido transformando en un campo de vapor dominante.

El campo geotérmico Los Azufres, México, es un prototipo de los sistemas VAPLIQ (Iglesias y Arellano, 1988) caracterizados por una zona predominada por vapor sobreyaciendo a una zona predominada por líquido. Las reservas probadas para el sector Tejamaniles (al sur del campo) son de 180 MW y las probables equivalen a 321 MW durante los próximos 20 años (Suárez, 1991); es el segundo en importancia en nuestro país después de Cerro Prieto, Baja California. El análisis de datos geoquímicos del sector Tejamaniles muestra disminución de la concentración del bióxido de carbono con la profundidad del campo. Esto se aprecia en la figura 1-2 donde se presentan las distribuciones verticales en el líquido y en el vapor calculadas por Nieva et al. (1987) a partir de datos de varios pozos de los Azufres. El esquema puede explicarse (Iglesias y Arellano, 1988; Suárez et al., 1989) por un proceso tipo "heat pipe" (Torrance, 1983; Sheu et al., 1979) mediante el cual el calor es transportado desde el fondo por vapor ascendente. Este vapor se condensa parcialmente en la capa sello y desciende en forma de líquido para evaporarse nuevamente. En el proceso de condensación se liberan pequeñas cantidades de bióxido de carbono y de energía en forma de calor. Las isothermas mostradas en la figura 1-3 confirman el mecanismo convectivo descrito. La pendiente positiva describe la trayectoria caliente del vapor en ascenso y la pendiente negativa la trayectoria fría en descenso. Este mecanismo convectivo natural explica también la presencia de la capa gaseosa en el campo geotérmico de Bagnore, Italia (Atkinson et al., 1980) que se ha ido acumulando precisamente en la región de condensación.

FIG. 1-2. Perfiles de concentración de CO₂ en el sector Tejamaniles del campo geotérmico Los Azufres, México.

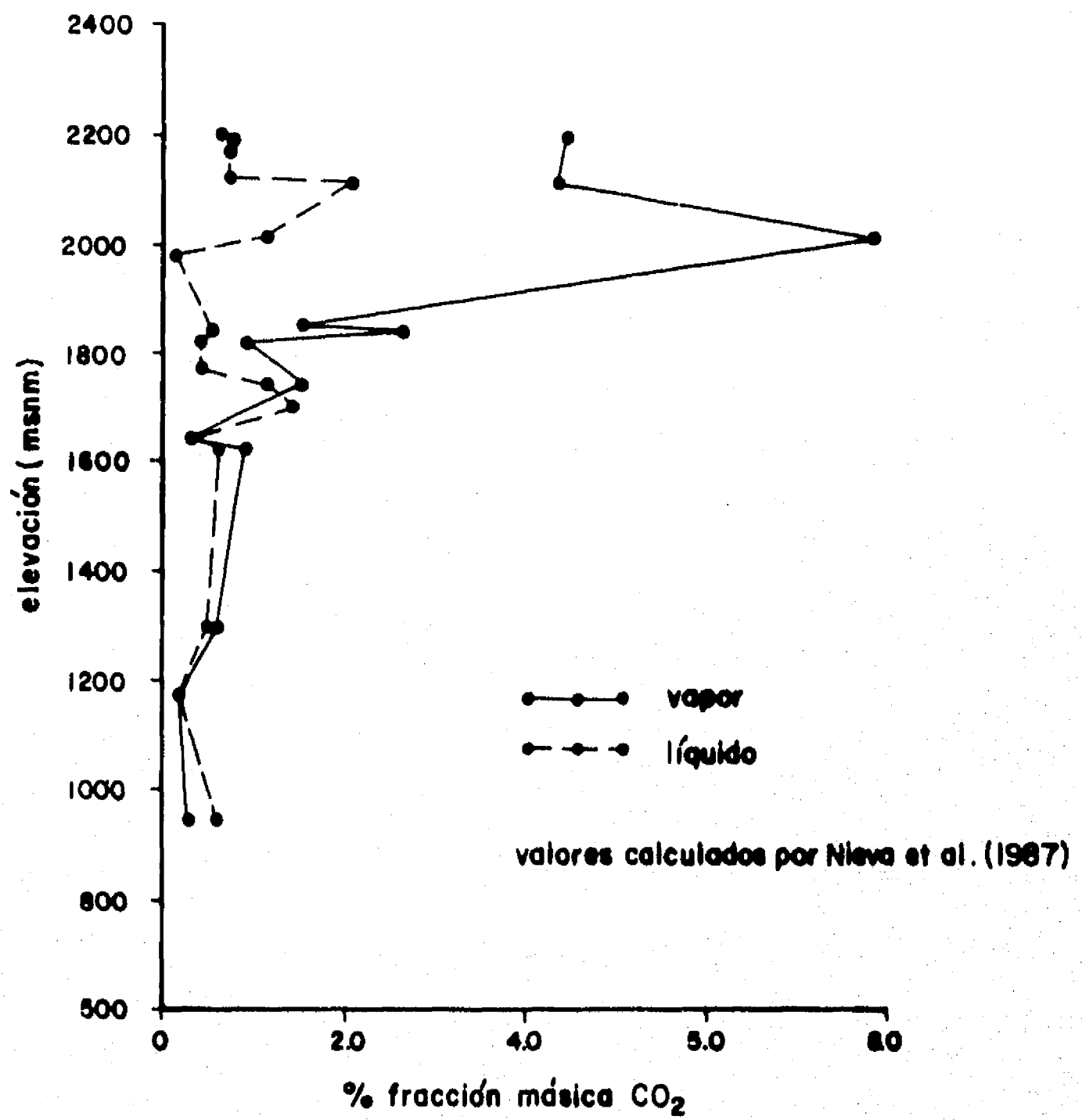
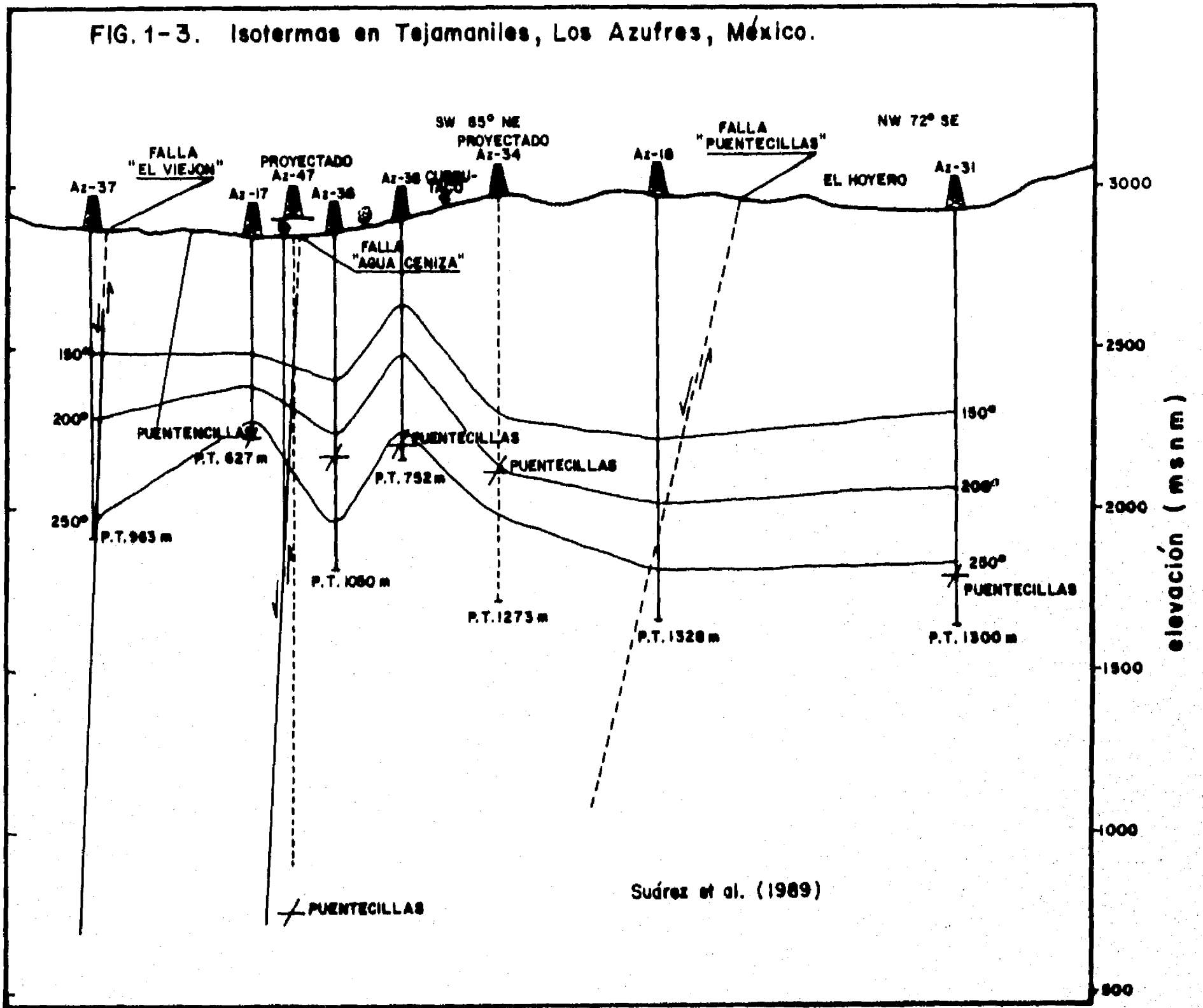


FIG. 1-3. Isotermas en Tejamaniles, Los Azufres, México.



1.4 Productividad de masa y energía

La presencia de CO_2 en los yacimientos geotérmicos (medio roca-fluido) tiene grandes efectos sobre la entalpía y contenido de CO_2 del fluido producido en los pozos geotérmicos. Pritchett et al. (1981) encontraron que el contenido de CO_2 del fluido producido no puede correlacionarse fácilmente con el del yacimiento in-situ, pudiendo ser mayor o menor. O'Sullivan et al. (1985) usaron una aproximación de medio poroso homogéneo (roca del yacimiento esencialmente porosa con propiedades termofísicas uniformes) para determinar que existe una relación entre la entalpía del fluido producido (entalpía fluyente) y el contenido de CO_2 fluyente y que esta relación depende de la saturación gaseosa (vapor y gas) y de la naturaleza de las funciones de permeabilidad relativa, que controlan la movilidad de las fases. Algunos estudios han mostrado (Sorey et al., 1980; O'Sullivan, 1981) que para una velocidad de producción constante, la entalpía fluyente se incrementará en etapas tempranas de la explotación, para posteriormente estabilizarse. La elevación en la entalpía fluyente depende de varios factores tales como la porosidad y permeabilidad del medio rocoso (permeabilidad absoluta), de la saturación gaseosa inicial y de las permeabilidades relativas entre las fases líquida y gaseosa. Bodvarsson et al. (1980) establecieron con técnicas numéricas y semi-analíticas para medios porosos homogéneos que los cambios en la entalpía fluyente son fuertemente dependientes de las funciones de permeabilidad relativa y que la elevación de entalpía

es mayor cuando la porosidad es menor. Respecto al contenido de CO₂ del fluido producido, O'Sullivan et al. (1981) establecieron que alcanza también un valor estable después de un corto período de tiempo y que ese valor depende principalmente de la presión parcial inicial de CO₂, de las funciones de permeabilidad relativa y de la saturación gaseosa inicial.

Análisis de transitorios de entalpía fluyente se aplican cada vez más como una herramienta en la caracterización de yacimientos geotérmicos. Bodvarsson (1984) y O'Sullivan et al. (1985) usaron un índice de productividad para simular producción de fluido a una presión de fondo de pozo constante (situación más usual), tanto para medios porosos homogéneos como para medios porosos heterogéneos. El índice de productividad se establece proporcional a la velocidad de flujo e inversamente proporcional al gradiente de presiones, en concordancia a la ley de Darcy (Bear, 1972) para el flujo de fluidos en medios porosos. El gradiente de presiones es el correspondiente a la interfaz pozo-yacimiento. Un pozo produciendo a velocidad de flujo variable se simula asumiendo presión de fondo de pozo e índice de productividad constantes. Producciones iniciales entre 30 y 40 Kg/s son típicas de pozos geotérmicos de alta temperatura (Bodvarsson y Gaulke, 1987), disminuyendo paulatinamente. Bodvarsson (1984) y O'Sullivan et al. (1985) encontraron que para este caso de producción a presión de fondo de pozo constante, la entalpía fluyente no puede alcanzar un valor estable a consecuencia de la disminución gradual de las velocidades

de flujo. De la misma manera, la elevación inicial de la entalpía fluyente, es consecuencia de las altas velocidades de flujo iniciales. Encontraron también que el contenido de CO_2 fluyente sí se estabiliza, tal y como anteriormente lo había demostrado O'Sullivan (1981), mediante un método asintótico. El contenido de CO_2 estable, al igual que para el caso de producción constante, depende de las funciones de permeabilidad relativa, de la saturación gaseosa inicial y de la presión parcial inicial de CO_2 . La porosidad y permeabilidad del medio poroso tienen poco efecto.

Como consecuencia de estos estudios, Bodvarsson (1984) sugirió que monitoreando la entalpía y el contenido de CO_2 en el fluido producido, se puede vislumbrar información acerca de la extensión de la zona bifásica y de las variaciones en los parámetros hidrológicos del medio roca-fluido. Propuso de este modo que si el contenido de CO_2 producido permanece constante y la entalpía fluyente cambia, es indicio de una variación espacial en la porosidad o permeabilidad del medio poroso, puesto que el contenido de CO_2 es independiente de estos parámetros. Sin embargo, si ambas propiedades fluyentes cambian, él estableció que puede ser indicio de variaciones espaciales en la saturación gaseosa ya que ésta afecta de manera importante ambos transitorios.

Comparaciones teóricas acerca de la entalpía y contenido de CO_2 fluyentes entre medios considerados como porosos y medios esencialmente fracturados (roca porosa con fracturas) establecen

que la presencia de fracturas alarga la duración de las etapas transitorias (Grant y Glover, 1984; Bodvarsson y Gaulke, 1987). La razón de esto es que en un medio fracturado el flujo de fluido es controlado inicialmente por las fracturas a través de las cuales el fluido se moverá más fácilmente hacia el pozo productor. Posteriormente, como la mayor cantidad de fluido y energía calorífica reside en la matriz porosa, ésta es la que finalmente controla, alimentando de fluido y energía a la red de fracturas.

Los parámetros importantes que afectan el comportamiento transitorio global de los medios fracturados son la permeabilidad y porosidad de la matriz porosa, el producto espesor-permeabilidad de fractura, las funciones de permeabilidad relativa para la matriz y fractura, las condiciones iniciales de saturación gaseosa y presión parcial de CO_2 y además, el espaciamiento entre fracturas. Gaulke (1986) trató de definir sistemáticamente aquellos parámetros que controlan los transitorios de entalpía y CO_2 fluyentes en yacimientos geotérmicos fracturados, numéricamente y por comparación con un caso base. Consideró un modelo idealizado en el cual el medio poroso contiene tres fracturas planas mutuamente perpendiculares y el flujo de fluido es en dirección radial sin efectos gravitatorios. Encontró que cuando las concentraciones de CO_2 son muy elevadas, alrededor de 10 bar, es difícil correlacionar los transitorios de entalpía fluyente con los parámetros del yacimiento. Esto a consecuencia de que la presencia de CO_2 reduce significativamente la variabilidad en los transitorios de entalpía

fluyente y a que la sensibilidad en las mediciones de esta entalpía, "a boca de pozo", es alrededor de 100 KJ/Kg. En este caso los únicos parámetros que afectan la entalpía fluyente son las condiciones iniciales de saturación gaseosa y presión parcial de CO₂. Sin embargo, Gaulke encontró que el contenido de CO₂ fluyente es más sensible a los cambios en los parámetros del yacimiento, en especial y directamente proporcional a la porosidad de la matriz rocosa. El contenido de CO₂ fluyente es relativamente fácil de medir y por lo general varía poco en los campos geotérmicos. Gaulke estableció que cuando existe alguna variación en el contenido de CO₂ fluyente, pero la entalpía fluyente permanece prácticamente constante, es indicativo de cambios en la porosidad de la matriz. Según Gaulke la entalpía fluyente en los medios fracturados no es afectada notoriamente por la porosidad de la matriz, contrariamente a un medio poroso y aun para un medio fracturado sin CO₂ (Lippmann et al., 1985). Cuando las concentraciones de CO₂ no son muy elevadas, los transitorios de entalpía en conjunción con los transitorios de CO₂ pueden proveer información acerca de los parámetros del yacimiento. Grant concluyó a este respecto que a mayor presión parcial inicial de CO₂ se reduce drásticamente la elevación en la entalpía fluyente y se incrementa el contenido de CO₂ producido. En contraste, la saturación gaseosa inicial incrementa tanto la entalpía fluyente como el contenido de CO₂ fluyente. Estas últimas conclusiones se aplican también al caso del medio poroso. En particular, para medios fracturados, Grant estableció que el espaciamiento entre fracturas tiene fuertes

efectos sobre la entalpía y contenido de CO_2 fluyentes; a mayor espaciamiento, menor la elevación en la entalpía fluyente. Estableció además que la porosidad de fractura (fracción del volumen total que es ocupado por las fracturas) afecta también la entalpía fluyente, disminuyendo ésta cuando la porosidad de fractura es mayor. Grant aplicó los resultados de su estudio para caracterizar el campo geotérmico de Broadlands, analizando los transitorios de entalpía y contenido de CO_2 fluyentes así como los transitorios de presión en el pozo BR21.

Los estudios numéricos de Gaulke (1986) y de Bodvarsson y Gaulke (1987) anteriormente discutidos, están basados en el método MINC (Pruess y Narasimhan, 1982a,b) para medios geotérmicos fracturados. Este método ha permitido avanzar en el conocimiento de los medios fracturados. Sin embargo, su aplicabilidad es limitada (CAPITULO V), a causa de las idealizaciones geométricas y de flujo, supuestas.

Dado el creciente interés en el uso de la entalpía fluyente para caracterizar yacimientos geotérmicos (secciones 1.3), se propone (CAPITULO VIII), una metodología para estimar la contribución del yacimiento a las productividades másica y térmica de los pozos geotérmicos. Se considera un sistema roca-fluido en equilibrio termodinámico local constituido de roca porosa homogénea y de agua bifásica con CO_2 como gas incondensable. Se analiza el caso de gran importancia práctica de flujo bifásico radial hacia un pozo.

**COMPORTAMIENTO EXPERIMENTAL DE SOLUBILIDADES
DEL SISTEMA H₂O-CO₂**

El sistema bifásico H₂O-CO₂ a temperaturas menores de 350°C y hasta 500 bar de presión, es un sistema representativo de un gran número de campos geotérmicos. Constituye en la actualidad un sistema termodinámico importante dentro del marco de las investigaciones de problemas de frontera en ingeniería de yacimientos geotérmicos. La predicción confiable de la solubilidad del bióxido de carbono en el agua geotérmica es particularmente importante en el análisis del transporte de masa y energía en los yacimientos y pozos geotérmicos. Las correlaciones de solubilidad aplicadas hasta la actualidad, presentan severos conflictos entre la linealidad del modelo y la alinealidad de los datos experimentales. De este modo se hace necesario proponer un nuevo modelo de solubilidad del CO₂ en agua para condiciones geotérmicas.

Antes de presentar el modelo propuesto (CAPITULO IV), se analiza en este capítulo el comportamiento experimental del sistema bifásico binario para poder sustentar las bases físicas del nuevo modelo. De manera complementaria, en el CAPITULO III se presenta una revisión de los modelos ya existentes justificando el desarrollo del nuevo modelo.

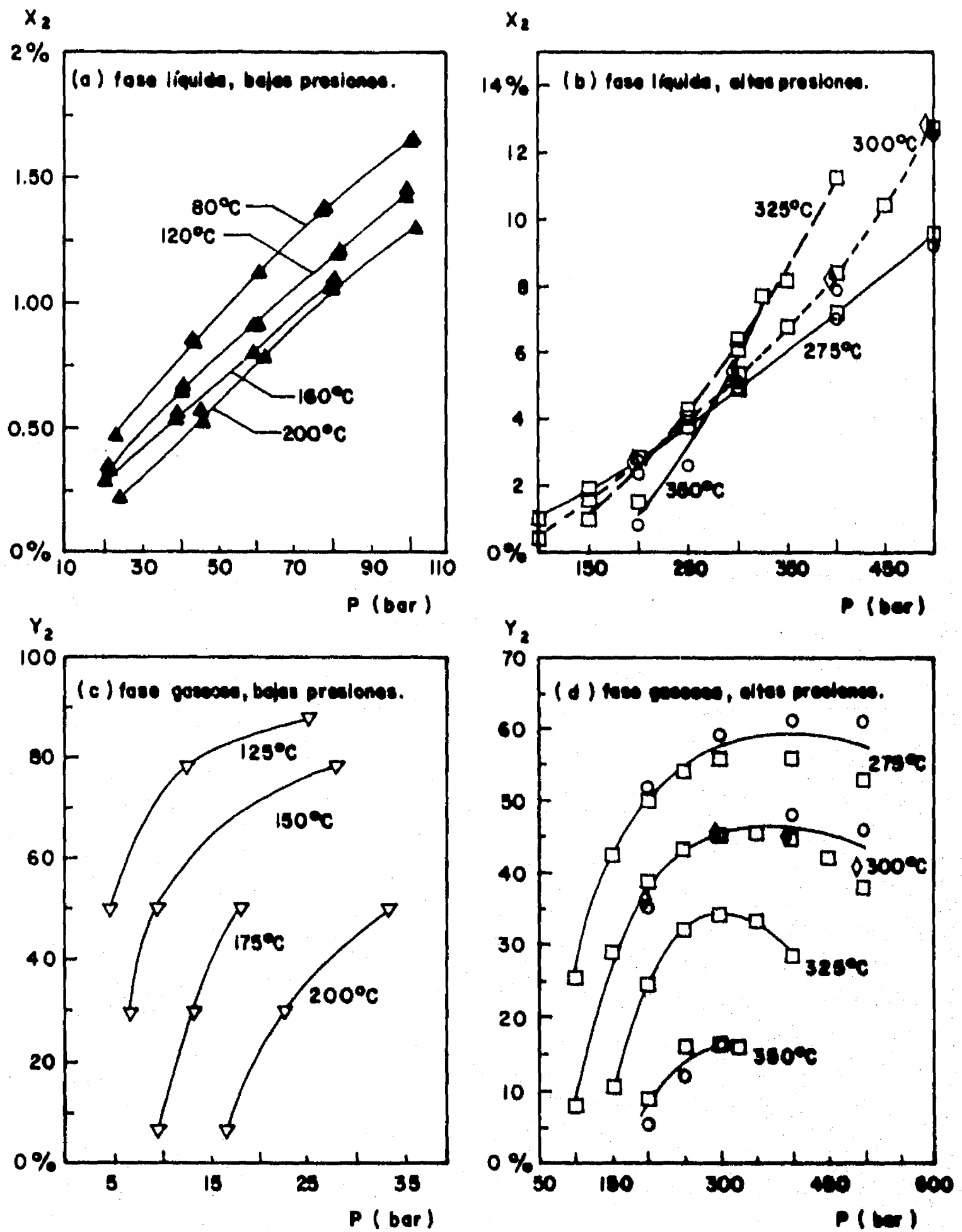
Las primeras investigaciones experimentales acerca de la solubilidad del CO_2 en agua corresponden a Wiebe y Gaddy (1939, 1940 y 1941), Wiebe (1941) y a Malinin (1959). En el rango de interés de este estudio, $T < 350^\circ\text{C}$ y $P < 500$ bar, la información experimental de solubilidades se obtuvo principalmente de los trabajos de Malinin (1959), Todheide y Franck (1963), Takenouchi y Kennedy (1964), Zawisza y Malesińska (1981), y Nighswander, Kalogerakis y Mehrotra (1989). En la tabla 2-1 se muestra un resumen de la información contenida en estos trabajos. Cabe mencionar que el trabajo de Takenouchi y Kennedy (1964, 1965) es uno de los más completos. Ellos midieron la solubilidad del CO_2 en soluciones con 0, 6 y 20% peso de NaCl hasta presiones de 1400 bar y desde 100 hasta 450°C . Takenouchi y Kennedy han sido de los pocos investigadores que además han cuantificado las concentraciones del CO_2 en la fase gaseosa, tan importantes para el cálculo de los coeficientes de fugacidad de cada componente en la mezcla gaseosa. Un trabajo complementario importante es el efectuado por Crovetto (1991) referente a la evaluación de los datos experimentales existentes en la literatura, cubre el rango desde 273 K hasta el punto crítico del agua.

El comportamiento de las solubilidades experimentales respecto a la temperatura y presión, bajo condiciones de equilibrio termodinámico, se muestra en las figuras 2-1.a - 2-1.d y se describe a continuación.

**TABLA 2-1. RELACION DE TRABAJOS
EXPERIMENTALES PARA EL SISTEMA H₂O-CO₂
EN EL RANGO T =50-350°C y P =1-500 bar.**

FUENTE	T(°C)	P(bar)	isotermas (°C)				
Wiebbe y Gaddy (1939)	0-100	25-700	50	75	100		
Malinin (1959)	200-330	100-500	200	250	300	330	
Todheide y Franck (1963)	50-350	200-500	50 265 300	100 267 350	150 268	200 270	260 275
Takenouchi y Kennedy (1965)	110-350	100-500	110 275	150 300	200 325	250 350	260
Zawissa y Malisińska (1981)	50-200	1-60	50 175	75 200	100	125	150
Nighswander et al., (1989)	80-200	20-100	80	120	160	200	

FIG. 2-1. Datos experimentales (tabla 2-1) de las concentraciones molares del CO₂ en el sistema bifásico H₂O-CO₂, en equilibrio termodinámico.



○ Todheide y Franck (1963) □ Takenouchi y Kennedy (1964)
 ◇ Malinin (1974) ▽ Zawisza y Malinika (1981) ▲ Nighwendor et al. (1989)

2.1 Solubilidad del CO₂ en la fase líquida

La solubilidad del bióxido de carbono en la fase líquida aumenta conforme se incrementa la presión, para todo el rango de temperaturas considerado. Esto se aprecia claramente en las figuras 2-1.a y 2-1.b, en las cuales se agregaron las curvas que representan la tendencia de los datos experimentales.

A presión constante se pueden observar dos comportamientos distintivos, uno a bajas presiones ($P < 100$ bar, figura 2-1.a) y otro a presiones elevadas ($P > 250$ bar, figura 2-1.b). En el primer caso, la solubilidad disminuye a medida que se incrementa la temperatura. Contrariamente, cuando la presión es mayor de 250 bar, la solubilidad aumenta conforme se incrementa la temperatura. En el intervalo 100-250 bar se encuentra entonces una zona de transición entre los dos tipos de comportamiento bien definidos.

La figura 2-1.b muestra asimismo que a temperaturas mayores de 275°C y siempre y cuando la presión sobrepase los 300 bar, la solubilidad del bióxido de carbono alcanza valores por encima de 6% fracción mol. Bajo estas condiciones, un modelo de solución ideal pierde validez y es necesario involucrar el coeficiente de actividad de cada componente en la mezcla líquida. Sin embargo, para las condiciones prevalecientes en los yacimientos geotérmicos (CAPITULO I), un modelo de solución líquida ideal es satisfactorio.

2.2 Solubilidad del CO₂ en la fase gaseosa

Las figuras 2-1.c y 2-1.d muestran los efectos de la presión y temperatura sobre la fracción molar del CO₂ en la fase gaseosa. La concentración disminuye a medida que la temperatura aumenta para el intervalo de presiones considerado. Lo anterior se explica fácilmente si se considera que la presencia del vapor de agua es más importante a temperaturas elevadas. Obsérvese sin embargo que a temperatura constante y para bajas presiones, la concentración de CO₂ aumenta monótonamente con la presión, mientras que a altas presiones tiende a presentar un máximo. Esto contrasta con el comportamiento de la concentración del CO₂ en la fase líquida, que aumenta siempre con la presión, independientemente de la isoterma considerada.

Ambas componentes gaseosas se encuentran en cantidades relativas importantes. Por lo tanto, no es posible considerar para la modelación de la fase gaseosa, el cálculo, de por ejemplo, los coeficientes de fugacidad de cada componente en la mezcla, en base a la asunción de gas puro. La regla de fugacidades de Lewis establece que el coeficiente de fugacidad de un componente en una mezcla gaseosa, es el coeficiente de fugacidad del componente puro a la temperatura y presión de la mezcla. De esta manera, la regla de fugacidades de Lewis, utilizada en la gran mayoría de los modelos previos, no es una aproximación adecuada para el rango presión-temperatura de interés geotérmico.

**REVISION DE MODELOS TERMODINAMICOS PREVIOS
PARA LA SOLUBILIDAD DEL BIOXIDO DE CARBONO EN AGUA**

La solubilidad de un gas en un líquido está determinada por la tercera condición del equilibrio termodinámico de fases (e.g., Prausnitz, 1969; Reynolds, 1978). Esta condición expresa la igualdad de fugacidades de las fases líquida y gaseosa (gas y vapor) para cada componente de la mezcla bifásica. La forma más simple de representarla es mediante la ley de Henry que implica, en primera instancia, un comportamiento ideal de ambas fases.

Las concentraciones relativamente pequeñas de bióxido de carbono en el agua geotérmica (CAPITULO I) permiten suponer solución líquida ideal. Tal es el caso de los trabajos de Mckibbin y Pruess (1988) y Suárez et al. (1989), quienes estudiaron el transporte de calor de flujos geotérmicos verticales con bióxido de carbono, a presiones menores de 100 bar. Para este rango de presiones y para temperaturas comprendidas entre 150 y 300°C, se ha difundido en la literatura geotérmica (e.g., Straus y Schubert, 1979; Atkinson et al., 1980; Pruess, 1988; Tanaka y Nishi, 1988), el empleo de una expresión similar a la ley de Henry obtenida por Sutton (1976), para predecir solubilidades del bióxido de carbono

en el agua geotérmica. Esta expresión también es válida, en principio, para presiones entre 100 y 300 bar. Sin embargo, las bases físicas sobre las cuales se soportó su desarrollo, no son del todo correctas para estas condiciones. Sutton supuso componentes gaseosas ideales siendo que el vapor de agua es eminentemente no ideal, aun a bajas presiones y el CO₂ aproximadamente lo es sólo a temperaturas intermedias (alrededor de 250°C). Por otra parte, Sutton no consideró el efecto de la presión sobre la compresibilidad de la fase líquida, importante cuando la presión del sistema es mucho mayor que la presión de saturación del agua pura.

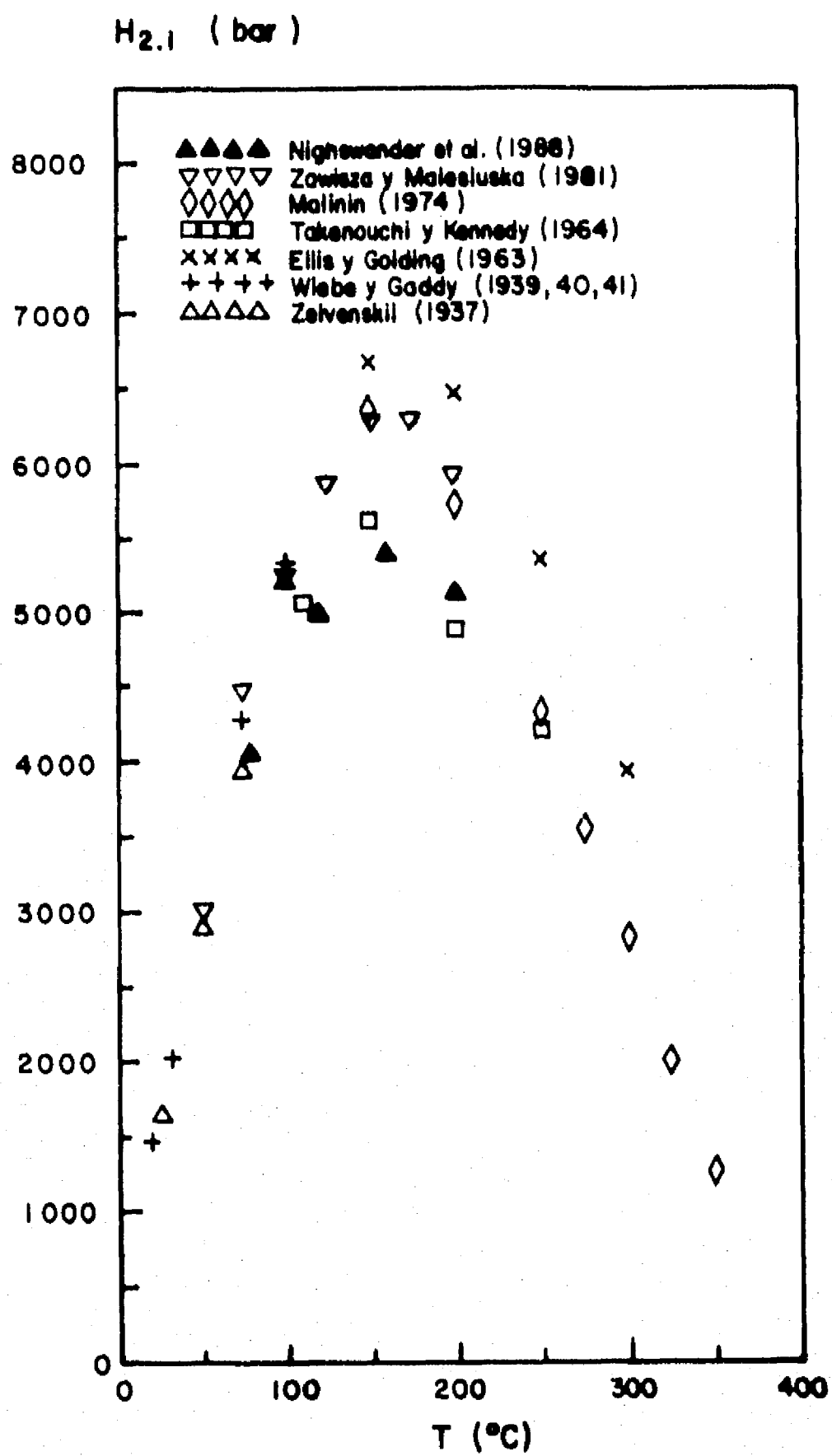
La ecuación de Krichevsky-Kasarnovsky (e.g., Prausnitz, 1969; Prausnitz et al., 1980) en su forma más general, permite predecir solubilidades de gases en líquidos a presiones elevadas. Es, básicamente, la ley de Henry con corrección de Poynting y corrección para gases reales. La corrección de Poynting mide el efecto de la compresibilidad de la fase líquida mientras que la corrección para gases reales es el coeficiente de fugacidad del gas en la mezcla gaseosa y pondera la desviación del gas respecto al comportamiento ideal. La ecuación tiene la forma siguiente:

$$\phi_2 y_2 P = \gamma_2 x_2 H_{2,1} \exp \int_{P_1^*}^P \frac{v_2^m}{RT} dP \quad (3.1)$$

el término del lado izquierdo de la igualdad denota la fugacidad de la componente CO_2 ($i=2$) en la fase gaseosa, siendo ϕ_2 el coeficiente de fugacidad del CO_2 en la mezcla gaseosa, y_2 la fracción molar respectiva y P la presión total del sistema. El lado derecho denota la fugacidad de la misma componente en la fase líquida, con γ_2 como el coeficiente de actividad del CO_2 en la solución, x_2 la fracción molar respectiva y $H_{2,1}$ la constante de Henry; en la intergral, P_1^* denota la presión de saturación del agua pura, ν_2^∞ el volumen molar parcial del CO_2 a dilución infinita, T la temperatura absoluta y R la constante universal de los gases.

Con el conocimiento de los valores experimentales de x_2 , y_2 y ν_2 y una ecuación de estado adecuada para la determinación de ϕ_2 , es posible obtener, mediante (3.1), una correlación de la constante de Henry $H_{2,1}$ en función de la temperatura. Esta correlación o funcionalidad permite posteriormente predecir x_2 para cualesquier condición de presión y temperatura. La figura 3-1 muestra los valores de la constante de Henry obtenidos por diferentes autores y publicados en la literatura especializada. Se observan grandes discrepancias en el rango de interés geotérmico: $100 \leq T \leq 350^\circ\text{C}$; principalmente, cerca del mínimo de solubilidad, alrededor de 150°C . Estas discrepancias pueden ser consecuencia de la incertidumbre en los datos experimentales y/o consecuencia de las diferentes aproximaciones establecidas para resolver (3.1). En relación al primer punto, Takenouchi y Kennedy (1964) observaron que sus datos de solubilidad concuerdan razonablemente bien con los

FIG. 3-1. Valores de la constante de Henry según diferentes autores.



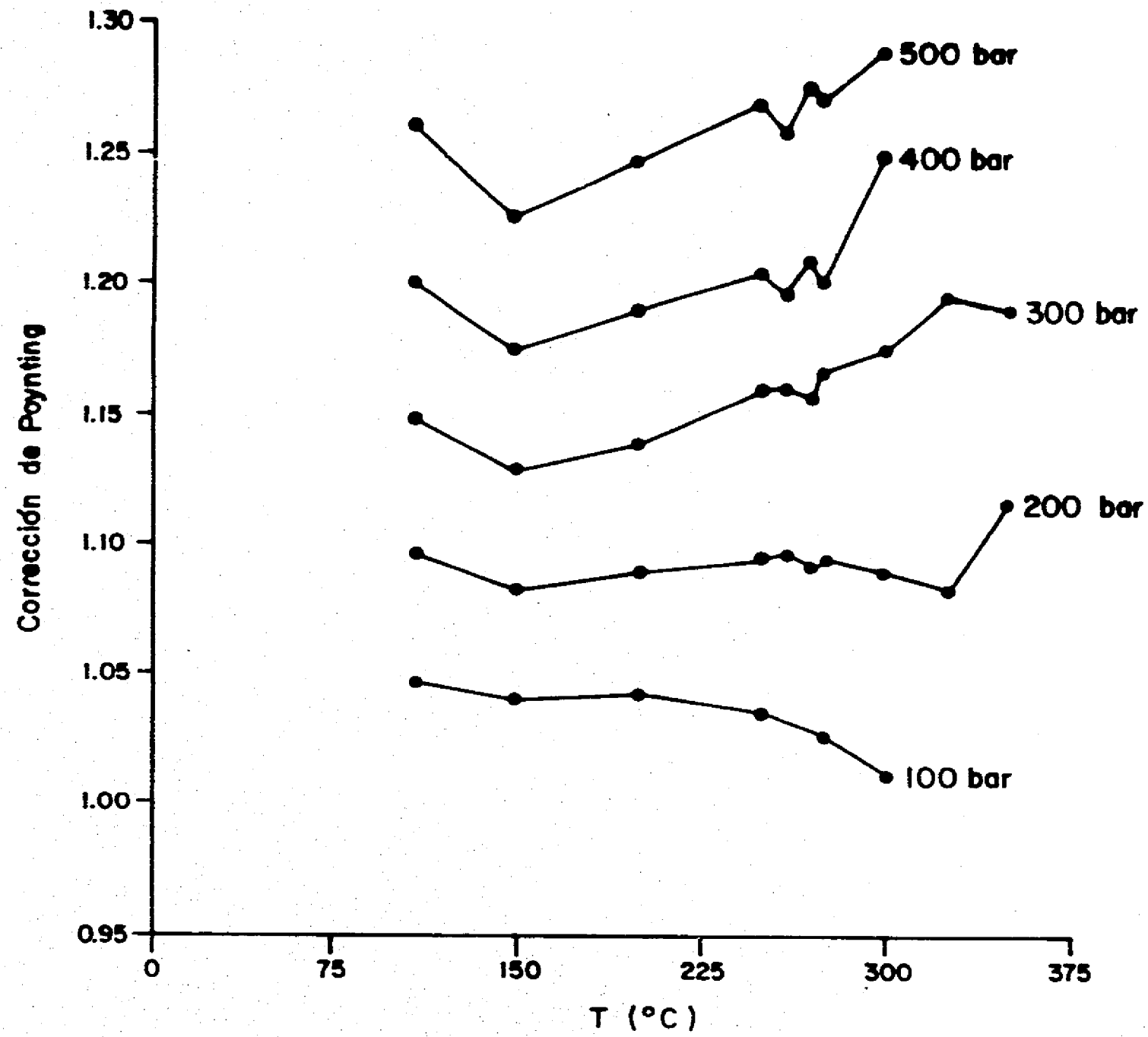
de Malinin (1959) y que difieren significativamente de los de Todheide y Franck (1963) para algunas isothermas. Ellis y Golding (1963) encontraron diferencias significativas con los resultados de Ellis (1959). Crovetto (1991) estimó que la precisión de las mediciones de solubilidad a bajas temperaturas ($T_C < 100^\circ\text{C}$) es mayor, por un factor de 3 o más, que el de las mediciones a temperaturas elevadas.

En relación al segundo punto, referente a las diferentes aproximaciones o hipótesis establecidas para resolver (3.1), es conveniente examinar cada uno de los parámetros involucrados:

3.1 Corrección de Poynting

El factor exponencial en (3.1), corrección de Poynting, puede alcanzar valores mucho mayores de 1 (figura 3-2) por lo que no debe despreciarse, principalmente a temperaturas y presiones elevadas. No obstante, Ellis (1959) y Ellis y Golding (1963) lo consideraron despreciable, siendo sus resultados de H_2 , 1 los más elevados. Estos autores trabajaron el rango $177 < T_C < 334^\circ\text{C}$ y hasta 200 bar de presión. Wiebe y Gaddy (1939,40,41) y Zel'venskii (1937) se abocaron al rango de bajas temperaturas en el cual no existen diferencias significativas. Sin embargo, alrededor de 100°C comienza a observarse cierta dispersión. Para esta temperatura, Wiebe y Gaddy (1939) trabajaron presiones tan elevadas como 700

FIG. 3-2. Valores calculados por Melnin (1974) para la corrección de Poynting.

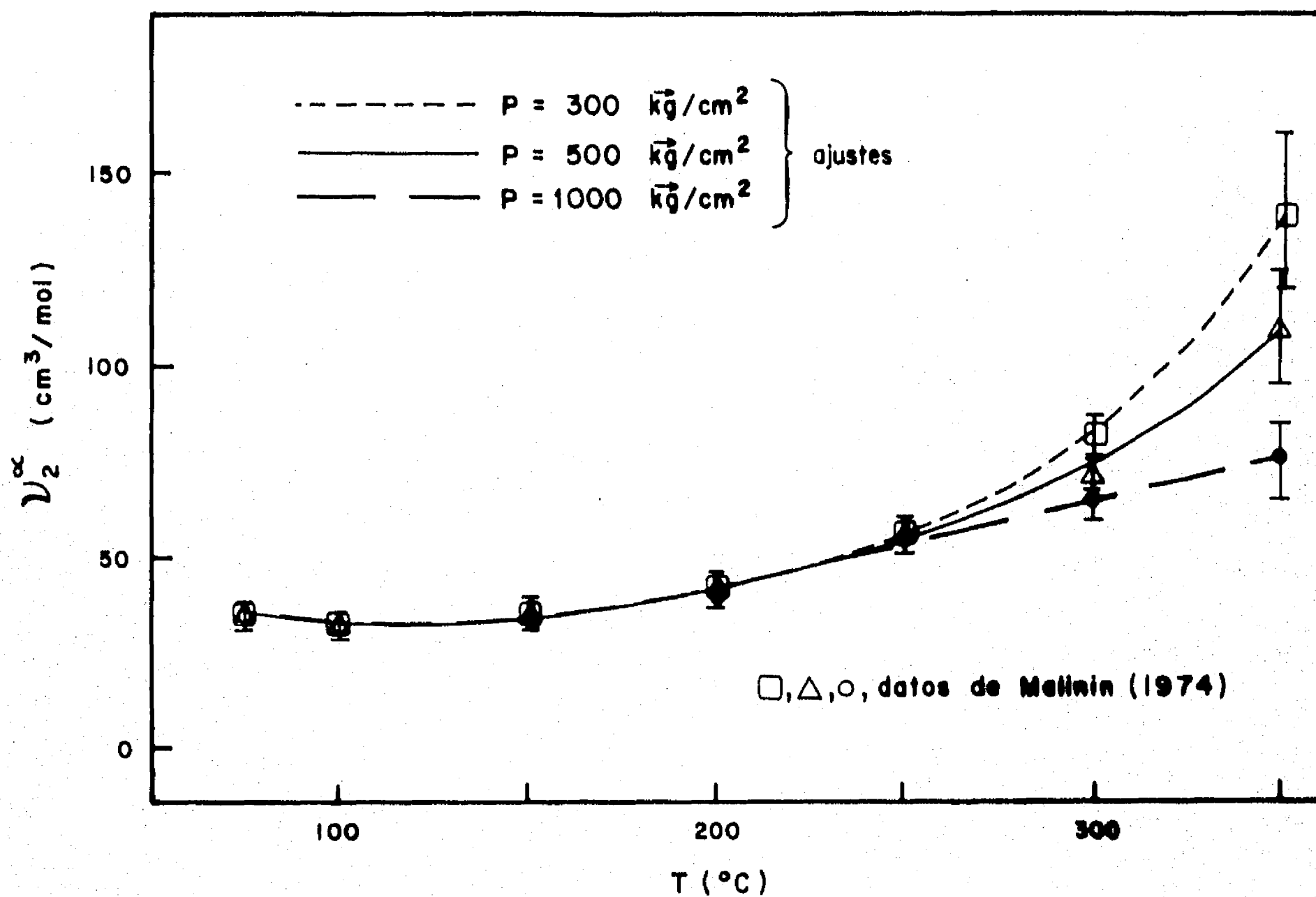


bar. Desde la figura 3-2 se aprecia que la corrección de Poynting es importante también a bajas temperaturas y presiones elevadas, como la ecuación misma lo establece.

La razón fundamental por lo que en los trabajos anteriores no se consideró la corrección de Poynting fue el desconocimiento del volumen molar ν_2^{∞} como función de T y P. La aparición del trabajo de Malinin (1959) y recientemente el de Crovetto y Wood (sometido) han permitido conocer esa dependencia. Zawisza y Malesińska (1981) consideraron ν_2^{∞} constante e igual a 40 cm³/mol para el cálculo aproximado de la integral de Poynting en el intervalo de temperaturas 50 ≤ TC ≤ 200 °C y hasta 20 bar de presión. Nighswander et al. (1989) supusieron el volumen molar igual al de 25 °C, dividido por un factor de corrección igual a la densidad experimental determinada por ellos mismos. Las isoterma estudiadas fueron 80, 120, 160 y 200 °C en un rango de presiones desde 20 hasta 100 bar.

Takenouchi y Kennedy (1964) y Malinin (1974) trabajaron en la región de presiones elevadas (P ≥ 100 bar), considerando, para cada isoterma, un valor medio del volumen molar en el rango de presión involucrado. Esta aproximación introduce un error en el cálculo de la integral, principalmente a presiones y temperaturas elevadas. El valor de ν_2^{∞} a 300 °C, por ejemplo, varía (figura 3-3) desde un valor aproximado de 81 cm³/mol a 300 bar, hasta un valor de 75 cm³/mol a 500 bar. Los valores medios de ν_2^{∞} considerados por Takenouchi y Kennedy y por Malinin para cada isoterma son, respectivamente, 28.4

FIG. 3-3. Volumen molar parcial de CO₂ en agua líquida.



y 33 (cm³/mol) para 110°C, 30 y 35 para 150°C, 27 y 41 para 200°C y 4 y 53 para 250°C. La diferencia es mayor cuanto mayor es la temperatura. La constante de Henry es inversamente proporcional a la corrección de Poynting, ecuación (3.1), por tanto cabría esperar que los valores obtenidos por Malinin, fueran menores a los obtenidos por Takenouchi y Kennedy, principalmente en 250°C. Sin embargo la figura 3-1 denota un comportamiento contrario. La razón de ésto podrá explicarse más adelante al analizar los parámetros restantes de la ecuación (3.1).

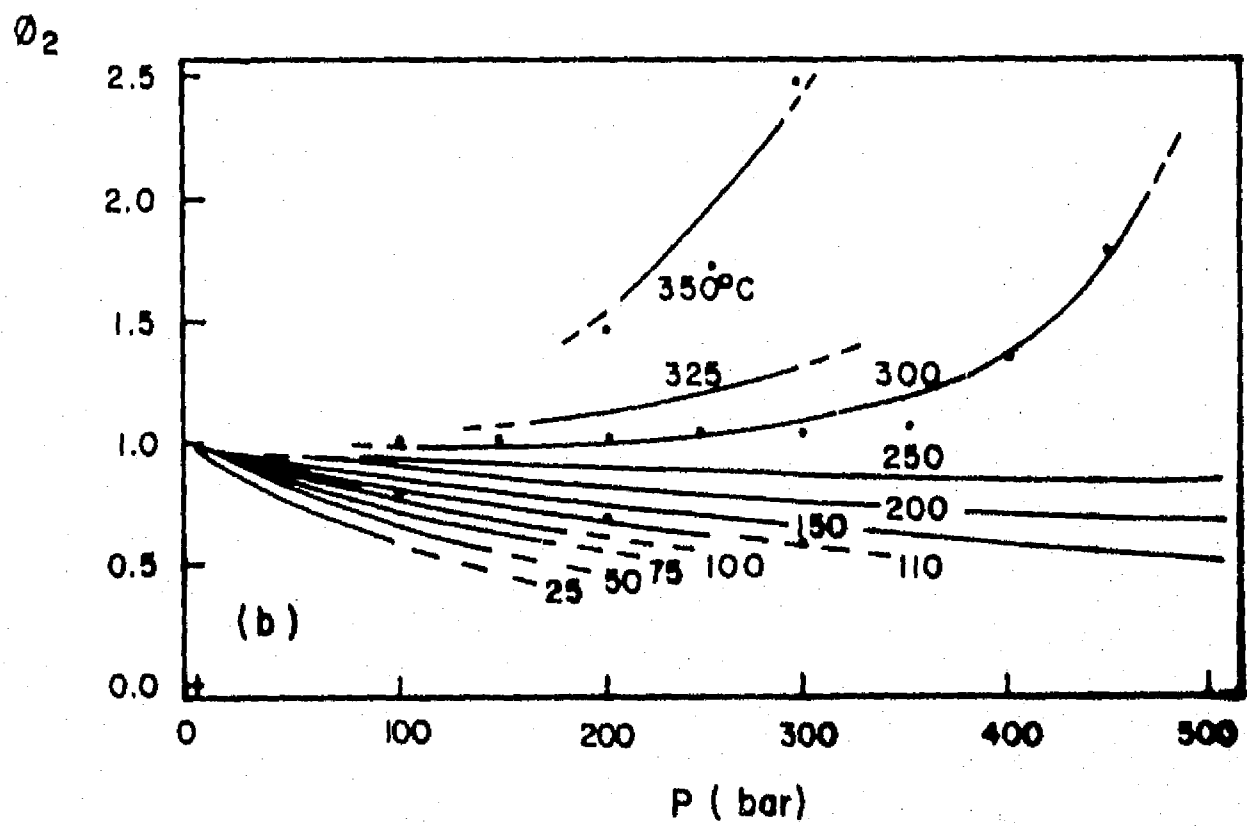
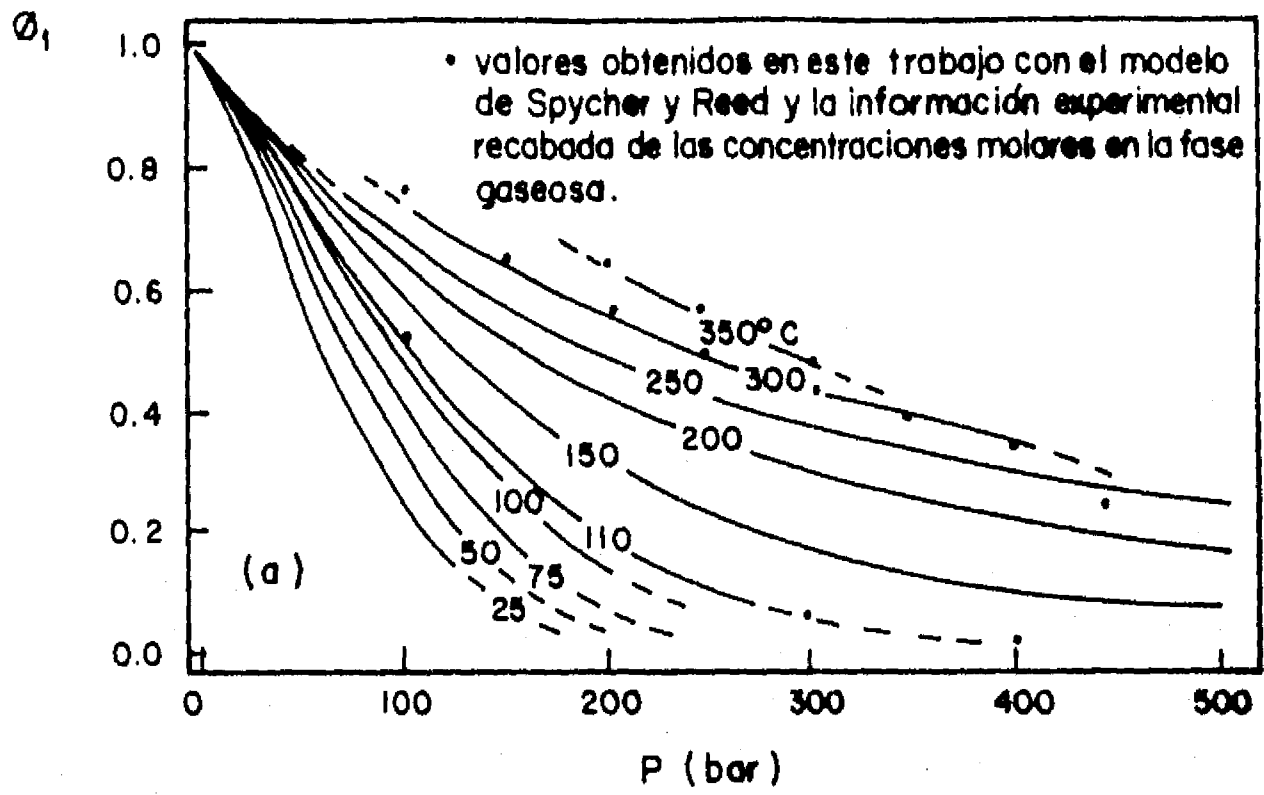
3.2 Coeficiente de fugacidad

El coeficiente de fugacidad es un factor de corrección que pondera la desviación de un gas real desde su comportamiento ideal. Cuanto más alejado esté del valor unitario, la desviación es mayor. Depende fundamentalmente de la presión y temperatura del sistema así como de las concentraciones de cada componente en la mezcla gaseosa. Para el cálculo de este coeficiente es necesario involucrar una ecuación de estado que represente el comportamiento real del sistema bajo consideración. Para la mezcla gaseosa H₂O-CO₂, es importante tener en cuenta que el comportamiento del vapor de agua a presiones mayores de 40 bar, no puede aproximarse confiablemente como el de un gas ideal, aun cuando las temperaturas sean elevadas. El bióxido de carbono tampoco exhibe un comportamiento ideal, excepto a la temperatura intermedia de 260°C,

aproximadamente. Una revisión previa de las ecuaciones de estado cúbicas más empleadas tanto para aplicaciones geotérmicas como petroleras fue efectuada por Firoozabadi (1988). De todas las ecuaciones de estado, la ecuación virial (e.g., Prausnitz, 1969) es quizás la más conveniente por su fuerte fundamentación teórica, tanto para gases puros como para mezclas de gases (Mason y Spurling, 1969). A diferencia de las ecuaciones de estado empíricas o semiempíricas, la ecuación virial no requiere la introducción de reglas de mezclado difíciles de justificar. Una contribución importante en el conocimiento de los coeficientes de fugacidad de gases puros y de diversas mezclas gaseosas es la de Spycher y Reed (1988), quienes estudiaron el sistema H_2O-CO_2 mediante una ecuación de estado virial; en dos rangos de temperatura y presión: abajo de $350^\circ C$ y hasta 500 bar de presión y entre $450-1000^\circ C$ hasta 1000 bar. Sus resultados para el rango de interés geotérmico (rango inferior) se muestran en las figuras 3-4.a y 3-4.b y corroboran la no idealidad de las componentes H_2O y CO_2 en la mezcla gaseosa.

Se procede ahora a analizar los procedimientos seguidos en los trabajos bajo discusión (figura 3-1) para el cálculo de ϕ_2 . En el rango de bajas presiones y temperaturas moderadas, Nighswander et al. (1989) aplicaron la ecuación cúbica de estado de Peng-Robinson (Peng y Robinson, 1976; Firoozabadi, 1988). Zawisza y Malesińska (1981) obtuvieron ϕ_2 a partir de una ecuación virial en volumen, incluyendo hasta los segundos coeficientes viriales. La inclusión de los segundos coeficientes viriales permite considerar el efecto

FIG. 3-4. Coeficientes de fugacidad del H₂O y del CO₂ en la mezcla gaseosa. Curvas de Spycher y Reed (1988).



de las fuerzas intermoleculares (interacciones) entre dos moléculas, iguales y distintas. Cuando las presiones y temperaturas son más elevadas, es imprescindible considerar por lo menos hasta los terceros coeficientes viriales, pues las interacciones entre tres moléculas son importantes. Los trabajos de Takenouchi y Kennedy (1964) y Malinin (1974) comprenden el rango de presiones elevadas. Sin embargo, estos autores aplicaron los valores de Majumdar y Roy (1956) para componentes puros, asumiendo la regla de fugacidades de Lewis. La regla de Lewis estima el coeficiente de fugacidad de un componente en una mezcla gaseosa, como el coeficiente de fugacidad del componente puro a la temperatura y presión de la mezcla. Es una buena aproximación cuando el componente está presente en gran exceso, pero, en los intervalos de presión y temperatura de interés geotérmico, ambos componentes, vapor de agua y CO_2 , se encuentran en cantidades significativas (ver por ejemplo la figura 2-1). Por otra parte, al tratarse de dos componentes con propiedades moleculares significativamente diferentes como es el caso del sistema $\text{H}_2\text{O}-\text{CO}_2$, el error introducido por la regla de Lewis es grande, principalmente a presiones elevadas. Para este rango de presiones es necesario entonces considerar el efecto de las interacciones entre moléculas, iguales y distintas, tal como lo hicieron los susodichos Spycher y Reed (1988), mas no Takenouchi y Kennedy (1964) y Malinin (1974).

Para cuantificar el error introducido por Takenouchi y Kennedy y por Malinin al asumir la regla de fugacidades de Lewis, se

implementó el modelo de Spycher y Reed, basado en una ecuación virial en presión hasta los terceros coeficientes viriales. Con este modelo y con la información experimental recabada de las concentraciones molares en la fase gaseosa (tabla 2-1, figuras 2-1.c y 2-1.d), se obtuvieron los valores de ϕ_1 y ϕ_2 de la mezcla H_2O-CO_2 , para amplios rangos de presión y temperatura. Algunos de estos valores se incluyeron en las figuras 3-4, 3-5 y principalmente en la figura 3-6, comparándose con los propios resultados de Spycher y Reed (1988), con los de Nighswander et al. (1989) y con los datos de Majumdar y Roy (1956), respectivamente. La figura 3-6 hace patente el error extremadamente grande de la asunción de la regla de Lewis, sobre todo a temperaturas y presiones elevadas. Ellis y Golding (1963), Takenouchi y Kennedy (1964) y Malinin (1974), entre muchos otros autores, tuvieron que recurrir a los valores de Majumdar y Roy, por no haber encontrado en la literatura de entonces, una aportación tan importante como la reciente de Spycher y Reed (1988).

3.3 Presión parcial de CO_2

La mayor parte de los trabajos citados en la figura 3-1, adoptaron la definición termodinámica correcta: $P_2=y_2P$. Sin embargo, Ellis (1959) y Ellis y Golding (1963) aproximaron P_2 mediante $[P-P_1']$ lo cual es una buena aproximación sólo cuando $y_1 \ll y_2$. Esto ocurre, prácticamente, abajo de $\approx 110^\circ C$ (ver como referencia la figura

FIG. 3-5. Coeficiente de fugacidad del CO₂ a bajas presiones.

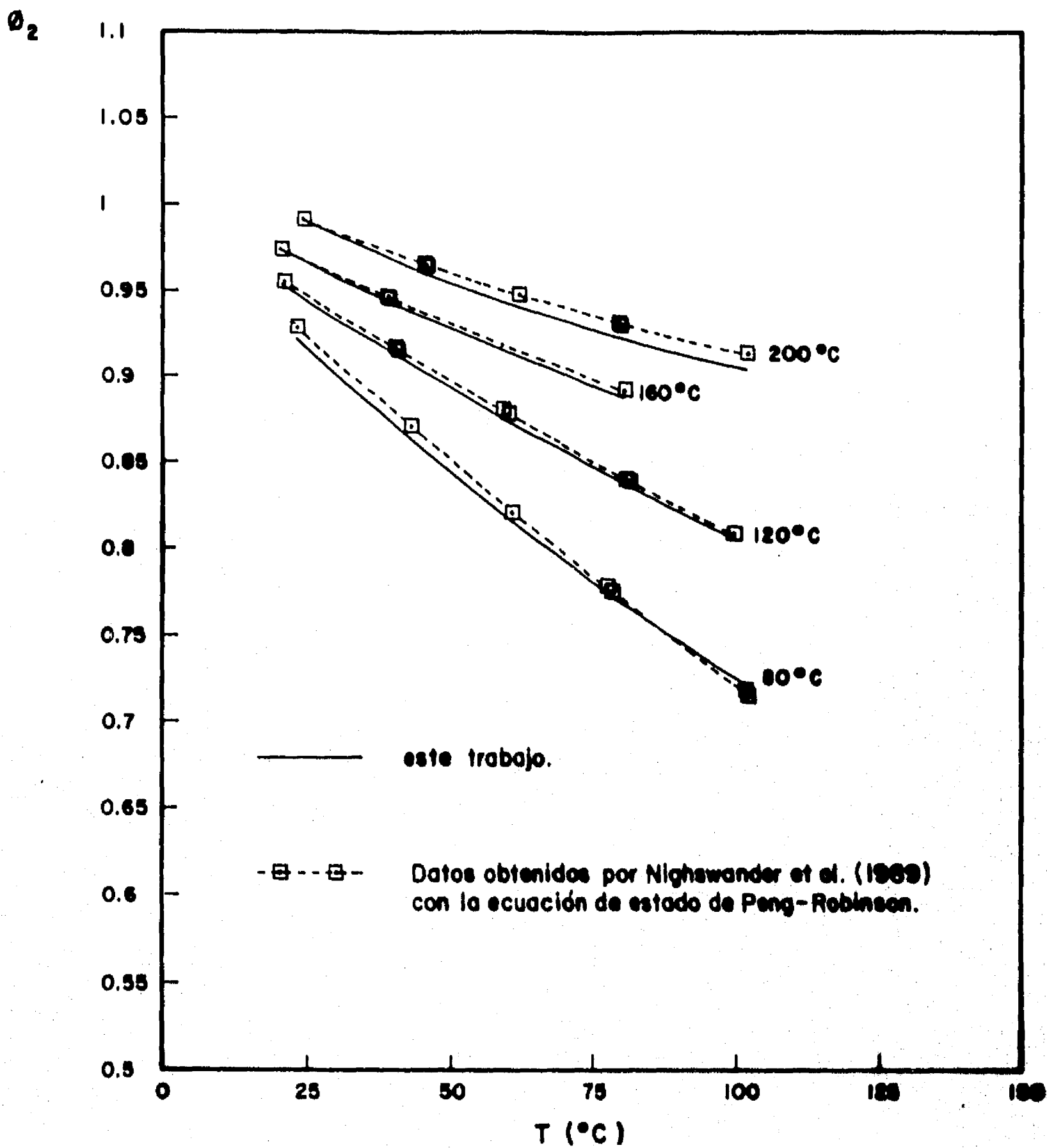
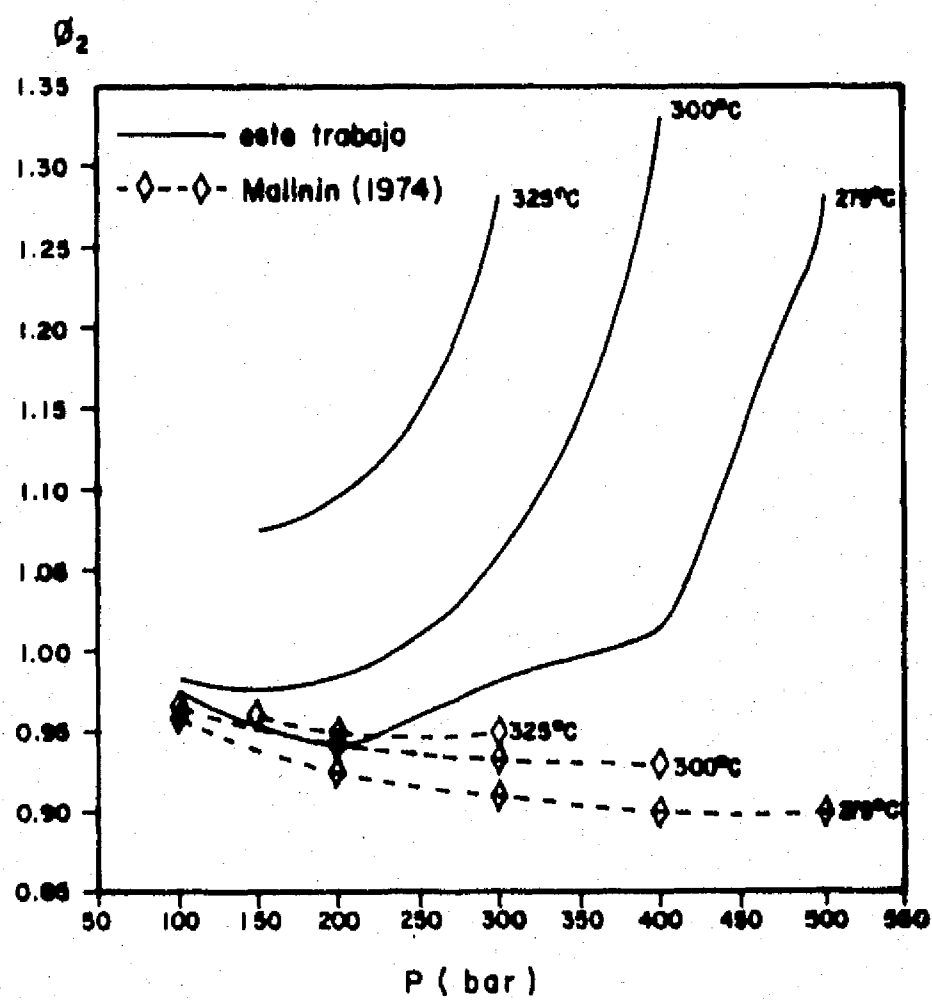
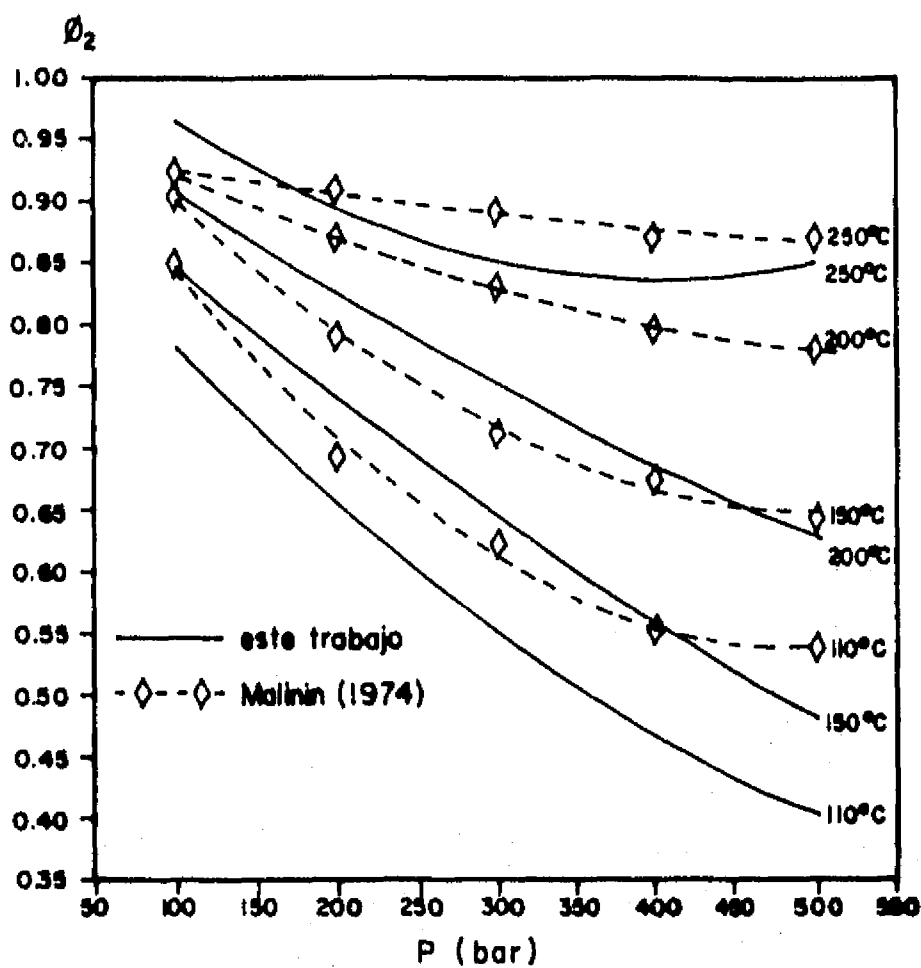


FIG. 3-6. Comparación de los coeficientes de fugacidad obtenidos en este trabajo aplicando la formulación de Spycher y Reed (1988) con los usados en la mayoría de los trabajos previos.

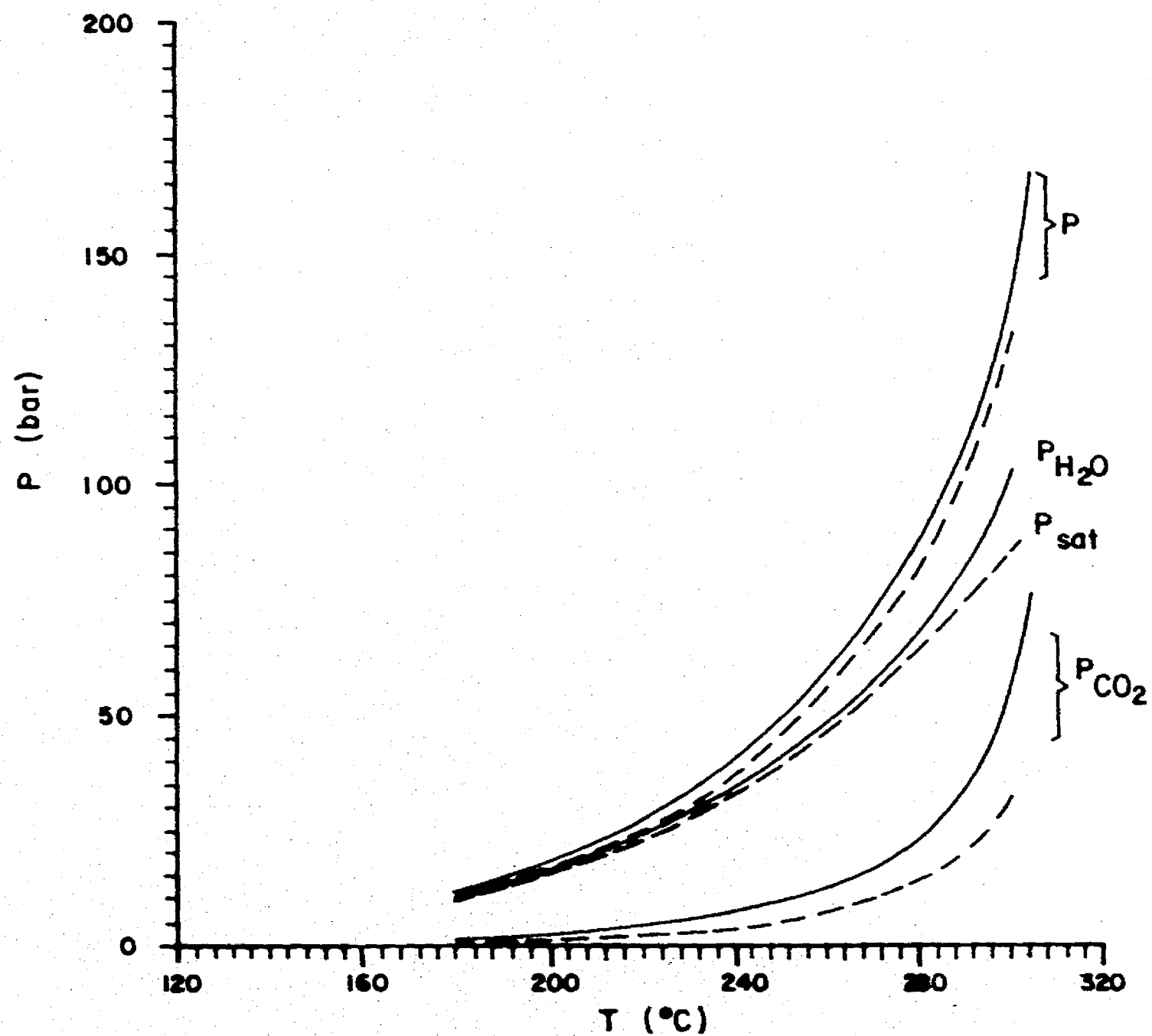


2.1.c). El trabajo de Ellis y Golding comprende temperaturas de hasta 300°C. La figura 3-7 muestra un ejemplo del error que puede introducirse en el cálculo de las presiones parciales.

3.4 Coeficiente de actividad

El coeficiente de actividad del CO_2 en la fase líquida, γ_2 , depende principalmente de la temperatura T y de la fracción molar x_2 . La dependencia con la presión P está implícita en los valores de x_2 , ya que, para una misma temperatura, la fracción molar en la fase líquida aumenta siempre con la presión (figuras 2-1.a y 2-1.b). Para altas temperaturas y altas concentraciones, los valores de γ_2 difieren considerablemente desde el valor unitario (soluciones no ideales). Los valores propuestos por Malinin se presentan en la figura 3-8 denotando una fuerte dependencia con la temperatura, principalmente a concentraciones elevadas. Se observa además que si x_2 es 3.47% mol, γ_2 adquiere un valor aproximado de 0.8 para 110°C y de 0.66 para 350°C implicando presiones del orden de 900 y 240 bar, respectivamente. Los valores sugeridos por Malinin dan una idea sólo cualitativa de su comportamiento y deben tomarse con reserva a causa de que fueron obtenidos involucrando valores de ϕ_2 erróneos (figura 3-6). La información experimental de γ_2 para el sistema $\text{H}_2\text{O}-\text{CO}_2$ es escasa o nula.

FIG. 3-7. Efecto de considerar $P_{CO_2} = P - P_{sat}$ en vez de $P_{CO_2} = Y_2 P$.

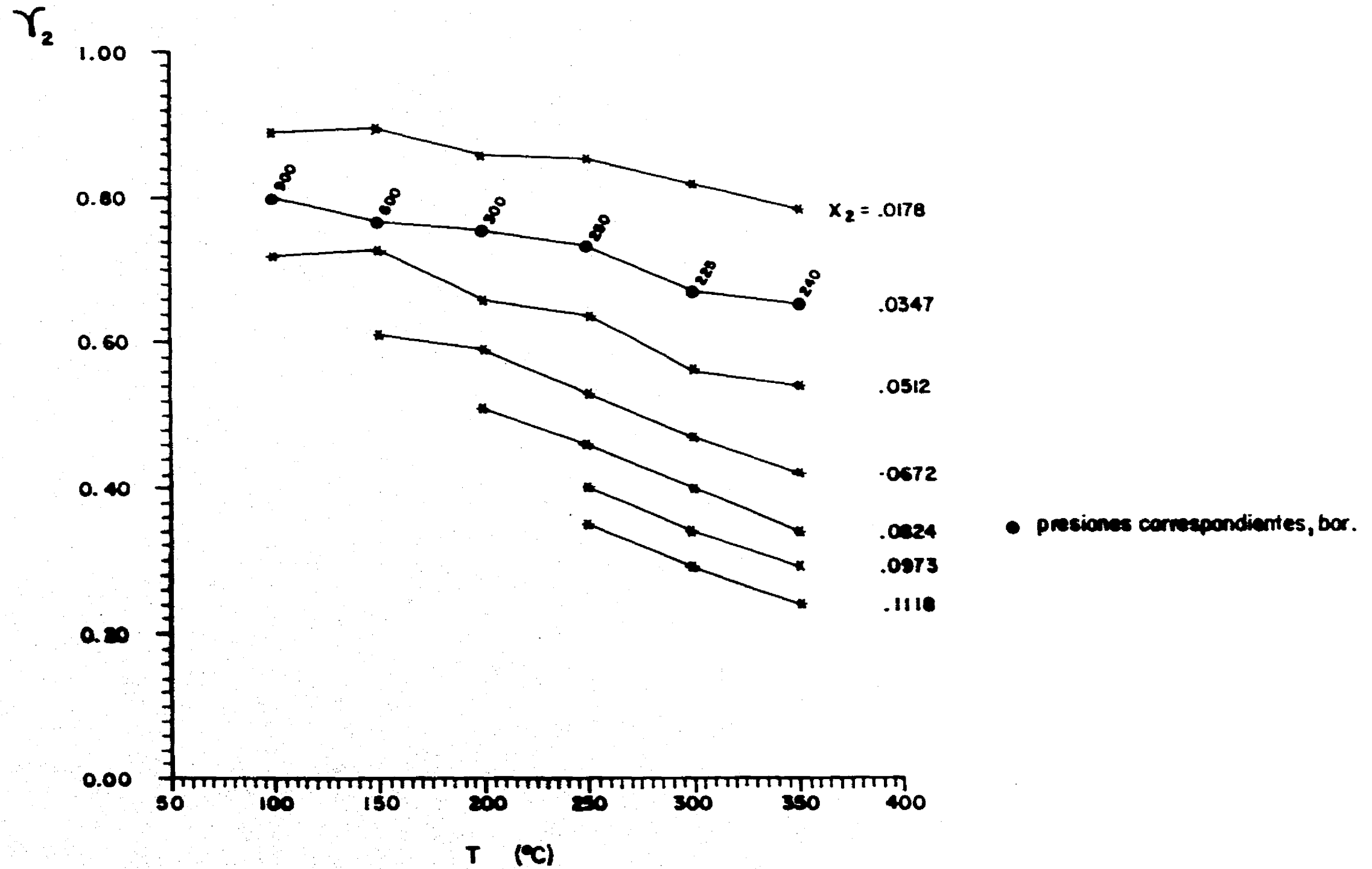


Curvas P-T para el campo de Broadlands asumiendo 4.4 % masa de CO_2 y 1.34 MJ/Kg de entalpía específica.

--- este trabajo

— Sutton & McNabb (1977)

FIG. 3-8. Valores reportados por Malinin (1974) para el coeficiente de actividad a diferentes fracciones molares del dióxido de carbono en la fase líquida.



Las concentraciones de CO_2 en la fase líquida de los fluidos geotérmicos son por lo general menores de 3.47% mol. Por ejemplo, en el campo de Broadlands es alrededor de 1.7% mol, a profundidad, donde el fluido es todo líquido (acuífero), de 0.47% mol a una profundidad intermedia y de 0.02% mol a profundidades someras, Sutton y McNabb (1977). Estas concentraciones corresponden a valores T-P de 304°C-166 bar, 280°C-87 bar y 180°C-11 bar, respectivamente. En el campo geotérmico de Los Azufres, las concentraciones son aún más pequeñas (figura 1-2). En general puede decirse que para aplicaciones geotérmicas, la aproximación de solución líquida ideal es válida y γ_2 (≈ 1) puede despreciarse en la ecuación (3.1). Los campos geotérmicos con alto contenido de sales son la excepción.

Excluyendo a Malinin (1974), los demás autores citados en la figura 3-1, consideraron el coeficiente de actividad igual a la unidad. Esta es la razón por la cual los valores de $H_{2,1}$ correspondientes a Malinin, son mayores que los correspondientes a Takenouchi y Kennedy (1964). La corrección de Poynting tiende a disminuir los valores de $H_{2,1}$ pero el efecto de $\gamma_2 < 1$ es mayor y tiende a elevarlos, resultando en un incremento neto de $H_{2,1}$. El resultado de los dos efectos es lo que se refleja en la figura 3-1. Para 250°C, el valor es prácticamente el mismo. Se hizo notar en la sección 3.1 que Malinin consideró un volumen molar medio de 53 cm^3/mol para el cálculo de la corrección de Poynting a 250°C, mientras que Takenouchi y Kennedy consideraron 4 cm^3/mol . Esta

diferencia tan grande en volúmenes molares compensa el efecto del coeficiente de actividad menor que 1 involucrado por Malinin.

3.5 Conclusiones de la revisión

Es evidente que una de las aproximaciones más cuestionables en los modelos termodinámicos previos referentes a la solubilidad del CO_2 en agua, es la aplicación de la regla de fugacidades de Lewis para el cálculo del coeficiente de fugacidad del CO_2 (ϕ_2). Este cálculo debe efectuarse teniendo en cuenta las interacciones entre moléculas iguales y diferentes de la mezcla gaseosa.

La compresibilidad de la fase líquida, corrección de Poynting, no debe despreciarse a presiones elevadas, principalmente cuando la presión del sistema está muy por arriba de la presión de saturación del agua pura.

Respecto a la presión parcial de CO_2 , la aproximación $P_2 = P - P_1^*$ es adecuada sólo a bajas temperaturas, la forma termodinámicamente correcta es $P_2 = y_2 P$, de igual forma que $P_1 = y_1 P \neq P_1^*$.

Finalmente, es recomendable considerar el coeficiente de actividad γ_2 para temperaturas mayores de 250°C , siempre y cuando la presión sobrepase los 300 bar.

**MODELO PROPUESTO PARA LA SOLUBILIDAD
DEL BIOXIDO DE CARBONO EN AGUA.**

Los modelos de solubilidad del CO_2 en agua aplicados hasta el presente en la simulación numérica de flujos en yacimientos y pozos geotérmicos, CAPITULO III, no son cuantitativamente confiables. Se hace necesario proponer un nuevo modelo que ajuste satisfactoriamente los datos experimentales del equilibrio de fases en el rango de aplicaciones geotérmicas, hasta 350°C y 500 bar. A diferencia de modelos previos, el modelo propuesto considera el comportamiento no ideal de ambas componentes en la mezcla gaseosa e involucra el efecto de la compresibilidad de la fase líquida. Se supone solución líquida ideal a consecuencia de las pequeñas concentraciones de CO_2 en la fase líquida de los fluidos geotérmicos. El modelo propuesto (Moya e Iglesias, 1992) que se describe a continuación, representa bien las complejidades del equilibrio de fases del sistema $\text{H}_2\text{O}-\text{CO}_2$ y no presenta el severo conflicto entre la linealidad del modelo y la alinealidad de los datos experimentales, evidente en modelos precedentes. Al final del capítulo y en el marco de lo discutido en la sección 3.4 del capítulo anterior, se incluye un breve análisis del probable efecto del coeficiente de actividad sobre los resultados obtenidos, para temperaturas y presiones mayores de 250°C y 300 bar, respectivamente.

4.1 Modelo propuesto

La solubilidad de un gas en un líquido está determinada por las ecuaciones del equilibrio termodinámico de fases. Si una fase gaseosa (g) y una fase líquida (l) están en equilibrio, entonces para cualquier componente i , las fugacidades en ambas fases deben ser las mismas (Prausnitz, 1969; Prausnitz et al., 1980):

$$f_i^g = f_i^l \quad (4.1)$$

Esta ecuación representa la condición de equilibrio para la transferencia de masa y lleva implícita la igualdad de los potenciales químicos μ_i entre las fases establecida por Gibbs en 1875 y traducida por Lewis a una igualdad de fugacidades. El equilibrio termodinámico del sistema implica la igualdad de temperaturas ($T^g = T^l$, equilibrio térmico) y la igualdad de presiones ($P^g = P^l$, equilibrio mecánico).

La ecuación (4.1) es termodinámicamente exacta. Sin embargo, el cómputo de las fugacidades requiere del uso de aproximaciones para expresarla en términos de variables medibles como presión y temperatura y concentraciones de las componentes en ambas fases. Es en las aproximaciones utilizadas donde difieren significativamente los modelos de solubilidad propuestos por diversos autores para el sistema binario H_2O-CO_2 . Con base en la revisión y análisis presentados en el CAPITULO III, se proponen las siguientes

formulaciones para cada fase.

4.1.1 Formulación para la fase gaseosa

La fugacidad de un gas puro considerado como ideal es igual a su presión P . Para un componente i en una mezcla de gases ideales es igual a su presión parcial $y_i P$, donde y_i es la fracción mol del componente i . Sin embargo, para una mezcla de gases no ideales, la fugacidad para cada componente es $f_i^g = \phi_i y_i P$, siendo ϕ_i el coeficiente de fugacidad del componente i en la mezcla gaseosa. En trabajos previos (e.g., Takenouchi y Kennedy, 1964 y Malinin, 1974) este coeficiente fue considerado como el correspondiente a un gas puro mediante la aplicación de la regla de fugacidades de Lewis. Esto introdujo grandes errores en el cálculo de la constante de Henry para el sistema H_2O-CO_2 . Afortunadamente, la reciente contribución de Spycher y Reed (1988) provee una formulación rigurosa para evaluar coeficientes de fugacidad de componentes en mezclas gaseosas. La formulación está basada en una ecuación de estado virial en presión, única conocida con una fuerte fundamentación teórica (Mason y Spurling, 1969) y no requiere la introducción de reglas de mezclado difíciles de justificar. El modelo de Spycher y Reed incluye hasta el tercer coeficiente virial lo que permite obtener un ajuste preciso de los datos experimentales a presiones elevadas.

La formulación es la siguiente:

$$\ln \phi_1 = (2Y_1B_{11}+2Y_2B_{12}-B_{mez})P + (3Y_1^2C_{111}+6Y_1Y_2C_{112}+3Y_2^2C_{122}-2C_{mez})P^2/2 \quad (4.2)$$

$$\ln \phi_2 = (2Y_1B_{21}+2Y_2B_{22}-B_{mez})P + (3Y_1^2C_{211}+6Y_1Y_2C_{221}+3Y_2^2C_{222}-2C_{mez})P^2/2 \quad (4.3)$$

$$B_{11} = B_{22} = a/T^2 + b/T + c \quad (4.4)$$

$$C_{111} = C_{222} = d/T^2 + e/T + f \quad (4.5)$$

$$B_{12} = B_{21} = a_{12}/T^2 + b_{12}/T + c_{12} \quad (4.6)$$

$$C_{112} = C_{211} = C_{121} = d_{112}/T^2 + e_{112}/T + f_{112} \quad (4.7)$$

$$C_{122} = C_{221} = C_{212} = d_{122}/T^2 + e_{122}/T + f_{122} \quad (4.8)$$

$$B_{mez} = Y_1^2B_{11} + 2Y_1Y_2B_{12} + Y_2^2B_{22} \quad (4.9)$$

$$C_{mez} = Y_1^3C_{111} + 3Y_1^2Y_2C_{112} + 3Y_1Y_2^2C_{122} + Y_2^3C_{222} \quad (4.10)$$

en las ecuaciones anteriores los subíndices 1 y 2 denotan los componentes H₂O y CO₂ respectivamente. B₁₁, B₂₂, C₁₁₁ y C₂₂₂ son los segundos (B_{ii}) y terceros (C_{iii}) coeficientes viriales para los componentes puros y cuantifican las interacciones entre dos y tres moléculas, respectivamente. Los valores experimentales a, b, ..., f involucrados en las ecuaciones (4.4) y (4.5) se muestran en la tabla 4-1. Los coeficientes viriales mixtos B₁₂, C₁₁₂ y C₁₂₂ cuantifican las interacciones entre dos (B_{ij}) y tres moléculas (C_{ijj}, C_{jjj}) de dos componentes distintas. En la tabla 4-2 se muestran los valores experimentales respectivos. Ponderando todos estos coeficientes viriales respecto a las concentraciones molares de cada componente en la mezcla gaseosa, se obtienen B_{mez} y C_{mez} para las interacciones globales de la mezcla, entre dos y tres moléculas,

respectivamente. En las ecuaciones, la temperatura T está dada en grados Kelvin y la presión en bar. Aplicando esta formulación a los datos experimentales recabados de las concentraciones molares en la fase gaseosa (figura 2-1), se obtuvieron los valores de ϕ_1 y ϕ_2 mostrados en las figuras 3-4, 3-5 y 3-6 del CAPITULO III. La figura 3-6 hace patente el error tan grande introducido por diversos autores en trabajos previos a causa de las limitaciones de la regla de fugacidades de Lewis.

TABLA 4-1. COEFICIENTES VIRIALES EXPERIMENTALES
PARA LOS COMPONENTES PUROS (de Spycher y Reed, 1988)

gas	T(°C)	P _{max} (bar)	a	b	10 ⁵ c	10 ² d	10 ⁵ e	10 ⁸ f
H ₂ O	0-340	sat.	-6191.41	14.8528	-914.267	-6633.26	18277.	-13274.
CO ₂	50-350	500	-1430.87	3.5980	-227.376	347.644	-1042.47	846.271

TABLA 4-2. COEFICIENTES VIRIALES EXPERIMENTALES PARA LA
MEZCLA EN EL INTERVALO 50-350°C Y HASTA 500 bar.
(de Spycher y Reed, 1988)

a ₁₂	b ₁₂	10 ² c ₁₂	d ₁₁₂	10 ² e ₁₁₂	10 ⁵ f ₁₁₂	d ₁₂₂	10 ² e ₁₂₂	10 ⁵ f ₁₂₂
-1954.7	7.748	-1.029	104.453	-38.428	36.5858	-8.2843	1.19097	.80889

4.1.2 Formulación para la fase líquida

La solubilidad del CO_2 en agua puede expresarse mediante la ley de Henry para soluciones ideales. Esta establece que a temperatura y presión constantes, la fugacidad del CO_2 (componente 2) es proporcional a su fracción mol x_2 en la fase líquida :

$$f_2 = \phi_2 y_2 P = H_{2,1} x_2 \quad (4.11)$$

La constante de proporcionalidad $H_{2,1}$ es la constante de Henry, depende fuertemente de la temperatura y, en menor grado, de la presión. Para altas presiones, el efecto de la presión no es despreciable y se hace necesario involucrar la compresibilidad de la fase líquida:

$$\ln \frac{f_2}{x_2} = \ln H_{2,1}^{P_{ref}} + \int_{P_{ref}}^P v_2^\infty \frac{dP}{RT} \quad (4.12)$$

donde la integral denota la compresibilidad de la fase líquida y se denomina como la corrección de Poynting (e.g., Prausnitz, 1969), v_2^∞ es el volumen molar parcial del CO_2 en la fase líquida a dilución infinita, R la constante universal de los gases y $H_{2,1}$ la constante de Henry evaluada a una presión de referencia arbitraria P_{ref} . Cuando

$x_2 \rightarrow 0$ (solución líquida ideal), la presión total es la presión de saturación del solvente P_1^s , por lo que es conveniente definir $P_{ref} = P_1^s$.

Si la temperatura de la solución está muy por abajo de la temperatura crítica del solvente, es razonable suponer que ν_2^∞ es independiente de la presión y temperatura. En esta aproximación la ecuación anterior se simplifica a

$$\ln \frac{f_2}{x_2} = \ln H_{2,1}^{P_1^s} + \frac{\bar{V}_2^\infty}{RT} (P - P_1^s) \quad (4.13)$$

conocida como la ecuación de Krichevsky-Kasarnovsky y ha sido utilizada por numerosos autores para predecir solubilidades de gases en líquidos a presiones relativamente elevadas, entre 20 y 1000 bar, dependiendo del sistema y la temperatura. En particular, para el sistema H_2O-CO_2 , Takenouchi y Kennedy (1964), Malinin (1974) y Nighswander et al. (1989) eligieron esta aproximación para la determinación de sus valores de la constante de Henry (figura 3-1). Otros como Ellis y Golding (1963) simplemente no consideraron la corrección de Poynting en sus cálculos.

El efecto de la presión sobre el volumen molar parcial del CO_2 en agua es significativo para temperaturas mayores de $250^\circ C$ (Malinin, 1974) y es importante en estos casos aplicar la expresión

más general (4.12). Para ello se correlacionaron los datos de Malinin de los volúmenes molares parciales obteniendo los ajustes mostrados en la figura 3-3 (líneas continuas y discontinuas) y representados mediante la siguiente ecuación para $\nu_2^\infty(P,T)$ en dos rangos de presión y temperatura:

$$\nu_2^\infty(P,T) = \nu_{300}(T) \times \text{FACT} \quad (4.14)$$

con

$$\nu_{300}(T) = \exp\{154.7881 - 3582.4521/T - 26.775773 \ln T + 0.045234908 T\}$$

$$\text{FACT} = 1 \quad \text{para } P \leq 300 \text{ Kg/cm}^2 \text{ y } T \leq 523.15 \text{ K}$$

y

$$\text{FACT} = a_p T + b_p \quad \text{para } P > 300 \text{ kg/cm}^2 \text{ y } T > 523.15 \text{ K}$$

siendo

$$a_p = \alpha P + \beta \quad \text{y} \quad b_p = \sigma P + \delta$$

$$\alpha = -6.387005 \times 10^{-6}, \quad \beta = 1.638605 \times 10^{-3}$$

$$\sigma = 3.387074 \times 10^{-3}, \quad \delta = 1.239184 \times 10^{-1}$$

Con este ajuste de ν_2^∞ se calculó la corrección de Poynting dada en la ecuación (4.12) para diferentes condiciones de presión y temperatura. Los valores obtenidos se muestran en la figura 4-1 comparados con los valores publicados por Malinin (1974).

4.1.3 Resultados

Sustituyendo (4.14) en (4.12), integrando y reacomodando términos se obtiene:

$$\left[\log \left(\frac{\phi_2 y_2 P}{x_2} \right) - AP^2 \right] = BP + C \quad (4.15)$$

donde

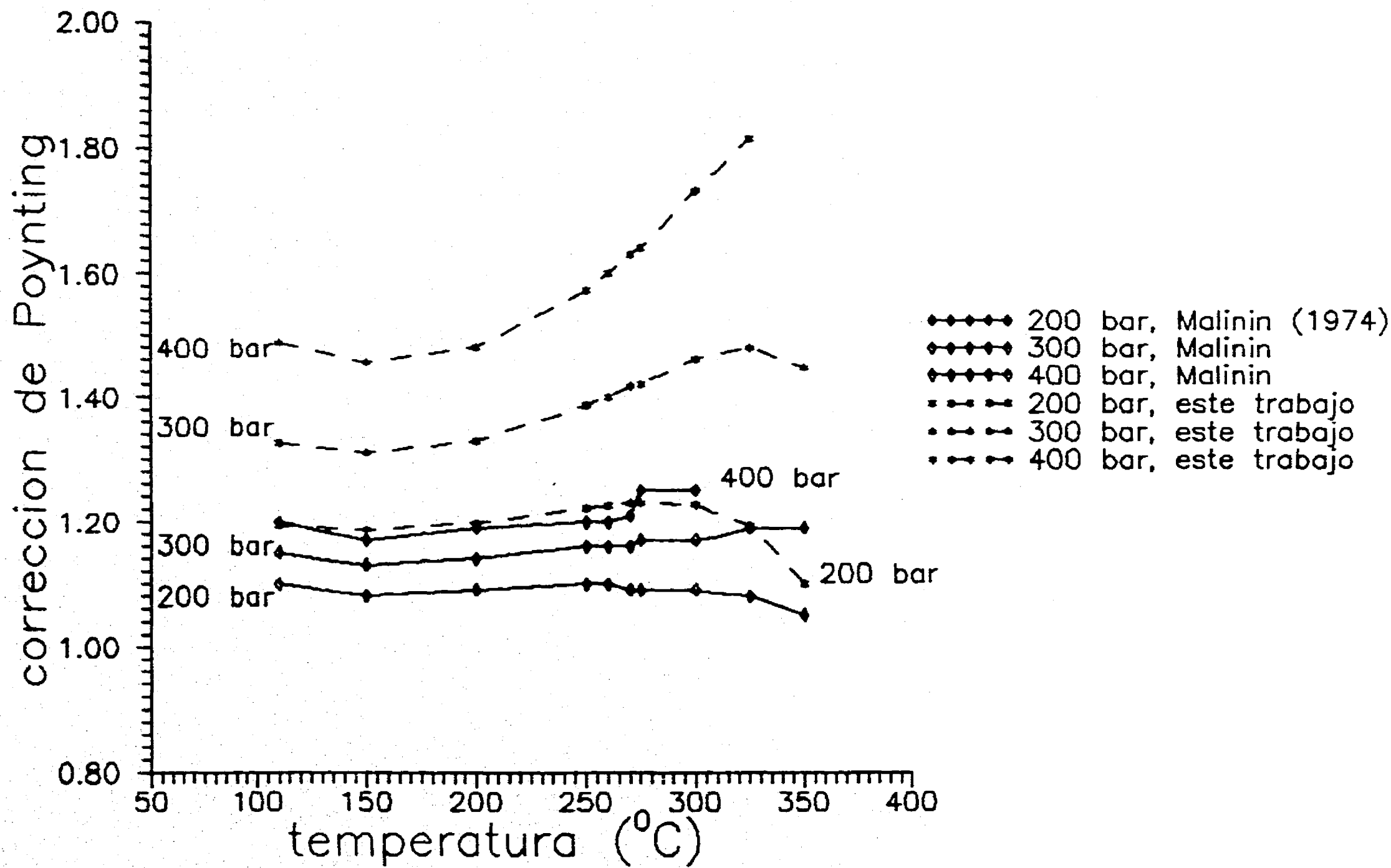
$$A = [v_{300}(T) / (2 \times 2.303 \times RT)] [\alpha T + \sigma].$$

$$B = [v_{300}(T) / (2.303 \times RT)] [\beta T + \delta]$$

$$C = \log(H_{2,1}) - A(P_1^S)^2 - B(P_1^S)$$

Mediante la ecuación (4.15) es posible obtener los valores de la constante de Henry sustituyendo los datos experimentales del equilibrio de fases a lo largo de isoterms (tabla 2-1) y aplicando la formulación presentada para el cálculo de ϕ_2 . Procesando 11 isoterms en los intervalos $110 \leq T \leq 350^\circ\text{C}$ y $P \leq 500$ bar se obtuvieron

FIG.4-1 CORRECCION DE POYNTING
(efecto de la compresibilidad de la fase liquida)



los ajustes que se muestran en la figura 4-2. Estos son satisfactorios y no presentan el conflicto entre la linealidad del modelo y la carencia de linealidad de los datos experimentales, evidente en modelos previos. Los valores de la intersección C para cada isoterma se obtuvieron mediante mínimos cuadrados, sujetos a la condición de vínculo impuesta por el conocimiento del valor de B. A partir de la intersección C se infirieron los valores de $H_{2,1}$ para las isotermas experimentales procesadas. Estos valores se presentan en la figura 4-3 donde la línea representa el ajuste propuesto. Por comparación, se presentan también los valores obtenidos en trabajos previos (figura 3-1). El ajuste incluye además el rango $18 < TC < 75^{\circ}C$ en el cual no existen discrepancias significativas entre los diversos autores. La ecuación correspondiente es la siguiente:

$$\begin{aligned}
 H_{2,1} = & 666.128 + 37.084 TC + 0.325222 TC^2 \\
 & - 4.27297 \times 10^{-3} TC^3 + 1.34383 \times 10^{-5} TC^4 \\
 & - 1.34310 \times 10^{-8} TC^5
 \end{aligned}
 \tag{4.16}$$

Fig. 4-2 Ajustes obtenidos para cada isoterma .

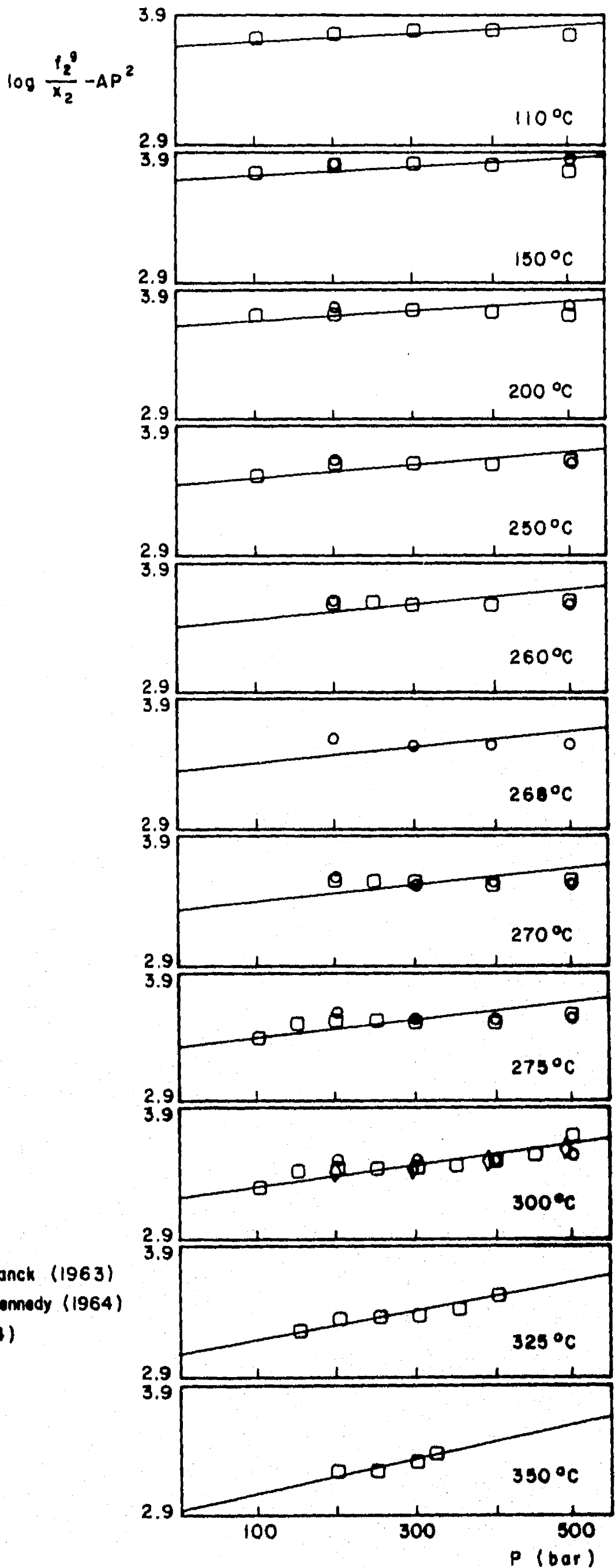
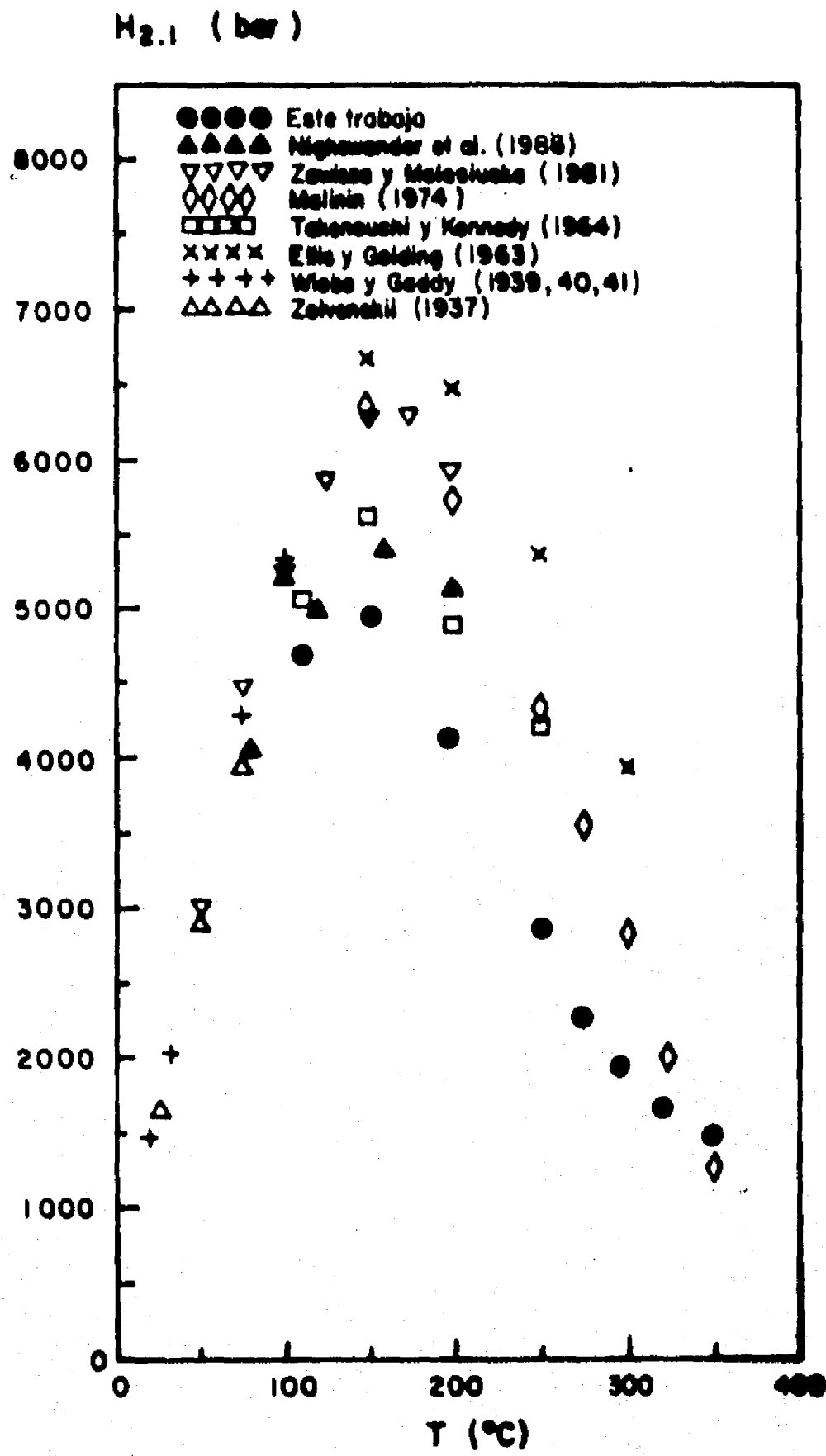


Fig. 4-3. Comparación de los valores de $H_{2,1}$, obtenidos en este trabajo con los obtenidos en trabajos previos.



4.1.4 Conclusiones

Las causas por las cuales existe discrepancia entre los valores de $H_{2,1}$ de trabajos previos (figuras 3-1 y 4-3) fueron explicadas en el CAPITULO III. En el mismo contexto se enmarcan las razones por las cuales los valores obtenidos en el presente trabajo son significativamente menores que los correspondientes a trabajos previos. Estas son básicamente dos: los valores involucrados para el coeficiente de fugacidad y la corrección de Poynting. El impacto de esto se esquematiza en las figuras 3-6 y 4-1, respectivamente, en conjunción con la ecuación (4.12), la cual establece que la constante de Henry es directamente proporcional al coeficiente de fugacidad e inversamente proporcional a la corrección de Poynting. La figura 3-6 muestra que los valores de ϕ_2 calculados en este trabajo son sustancialmente menores que los aplicados por Takenouchi y Kennedy (1964) y por Malinin (1974) cuando $TC < 250^\circ C$ y son sustancialmente mayores cuando $TC > 250^\circ C$. De acuerdo a (4.12), estos valores de ϕ_2 en el rango inferior de temperaturas tienden a producir valores más bajos de $H_{2,1}$ mientras que los valores de ϕ_2 en el rango superior tienden a elevarlos. Por otro lado, como los valores de la corrección de Poynting calculados en este trabajo son mayores que los de Malinin, principalmente para $TC > 250^\circ C$ y $P > 300$ bar, el efecto neto es el que se observa en la figura 4-3. Es decir, valores de $H_{2,1}$ significativamente menores que los de Malinin para $TC < 250^\circ C$ y una tendencia a acercarse a ellos para temperaturas mayores.

4.2 Efecto del coeficiente de actividad

El coeficiente de actividad es para la fase líquida, lo que el coeficiente de fugacidad es para la fase gaseosa. Pondera la desviación de la fase líquida desde su comportamiento ideal ($\gamma_2=1$). A mayor concentración de CO_2 , la solución se torna menos ideal ($\gamma_2<1$) a causa de las fuerzas intermoleculares. Analizando los valores calculados por Malinin (figura 3-8) se observa que cuando las concentraciones son mayores de 3% mol ($T < 250^\circ\text{C}$ y $P > 300$ bar), el coeficiente de actividad adquiere ya valores mucho menores de la unidad. Sin embargo, estos valores no son confiables, fueron calculados por Malinin de manera indirecta, con un método gráfico, involucrando la regla de fugacidades de Lewis para la determinación de ϕ_2 (figura 3-6).

La carencia de información experimental acerca de γ_2 para el sistema $\text{H}_2\text{O}-\text{CO}_2$, no permite una evaluación directa de su efecto sobre los resultados obtenidos en este trabajo. Para vislumbrar la probable importancia de la inclusión del coeficiente de actividad en el modelo de solubilidad descrito, se re-escriben las ecuaciones del equilibrio de fases considerando fase líquida no ideal.

La fugacidad del CO_2 a la presión de saturación P_1^s es, formalmente:

$$f_2 = \gamma_2 H_{2,1}^{P_1^s} X_2$$

(4.17)

y aplicando la corrección de Poynting se obtiene:

$$\ln \frac{f_2}{\gamma_2 x_2} = \ln H_{2,1}^{P_1^s} + \int_{P_1^s}^P \frac{v_2^\infty}{RT} dP \quad (4.18)$$

que es una ecuación más general que (4.12). El cálculo del coeficiente de actividad para el sistema H₂O-CO₂ puede conformarse de acuerdo a la ecuación de Margules de dos sufijos (Prausnitz, 1969):

$$\ln \gamma_2 = \frac{A}{RT} (x_1^2 - 1) \quad (4.19)$$

A es un coeficiente empírico determinado por las fuerzas intermoleculares en la solución que depende de la naturaleza del gas, de la temperatura y en general de la presión. Este coeficiente no depende de la concentración del gas si ésta no excede de 10-20% mol que es este el caso (figura 2-1).

La aproximación de v_2^∞ constante, equivalente a (4.13) es:

$$\ln \frac{f_2}{x_2} = \ln H_{2,1}^{P_1^s} + \frac{A}{RT} (x_1^2 - 1) + \frac{\bar{v}_2^\infty (P - P_1^s)}{RT} \quad (4.20)$$

y es conocida como la ecuación de Krichevsky-Ilinskaya (Prausnitz, 1969). Esta ecuación fue aplicada por Malinin (1974) y resulta conveniente cuando las solubilidades del gas son relativamente grandes y cuando los volúmenes molares no son altamente dependientes de la presión. En este trabajo se considera la forma más general (4.18) y las correlaciones (4.14) para la dependencia del volumen molar con la presión y temperatura. La ecuación (4.18) puede expresarse como:

$$\log \frac{f_2}{x_2} - \frac{1}{2.303RT} \int_{P_1^*}^P v_2^{\infty} dP = \log H_{2,1}^{P_1^*} - \frac{A}{RT} (1 - x_1^2) \quad (4.21)$$

A partir de esta expresión, es posible obtener γ_2 y $H_{2,1}$ indirectamente, graficando el lado izquierdo de la ecuación en función de $(1-x_1^2)$. Los resultados se muestran en las figuras 4-4 para las isotermas 250, 275, 300, 325 y 350°C, comparados con los obtenidos por Malinin mediante (4.20). Para las dos primeras isotermas (figura 4-4.a), el comportamiento cualitativo es muy similar a las isotermas de Malinin y las discrepancias cuantitativas se deben básicamente a los diferentes valores de ϕ_2

FIG.4-4a. Efecto del coeficiente de fugacidad y la correccion de Poynting sobre el modelo de Malinin.
(fase liquida no ideal)

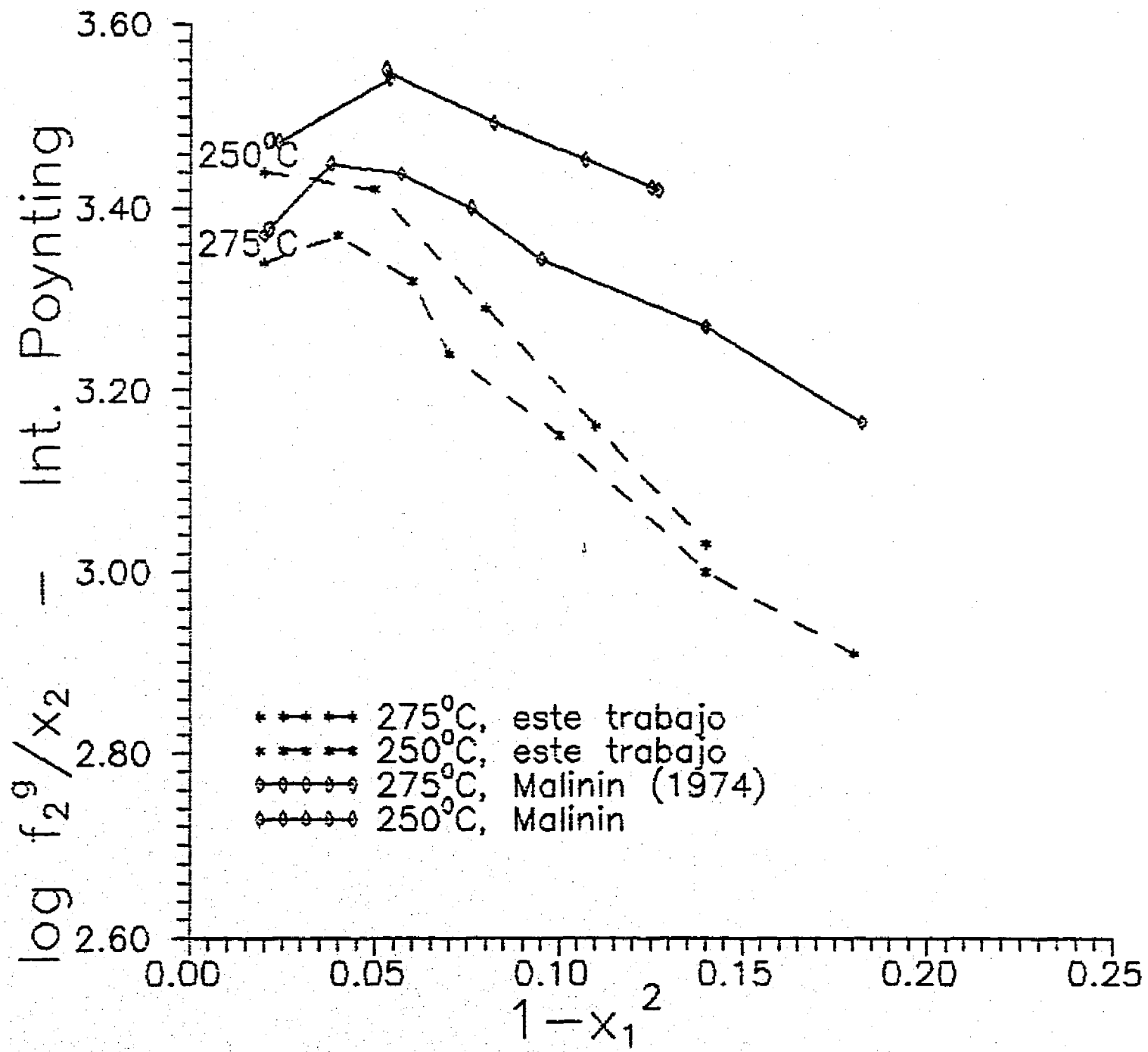
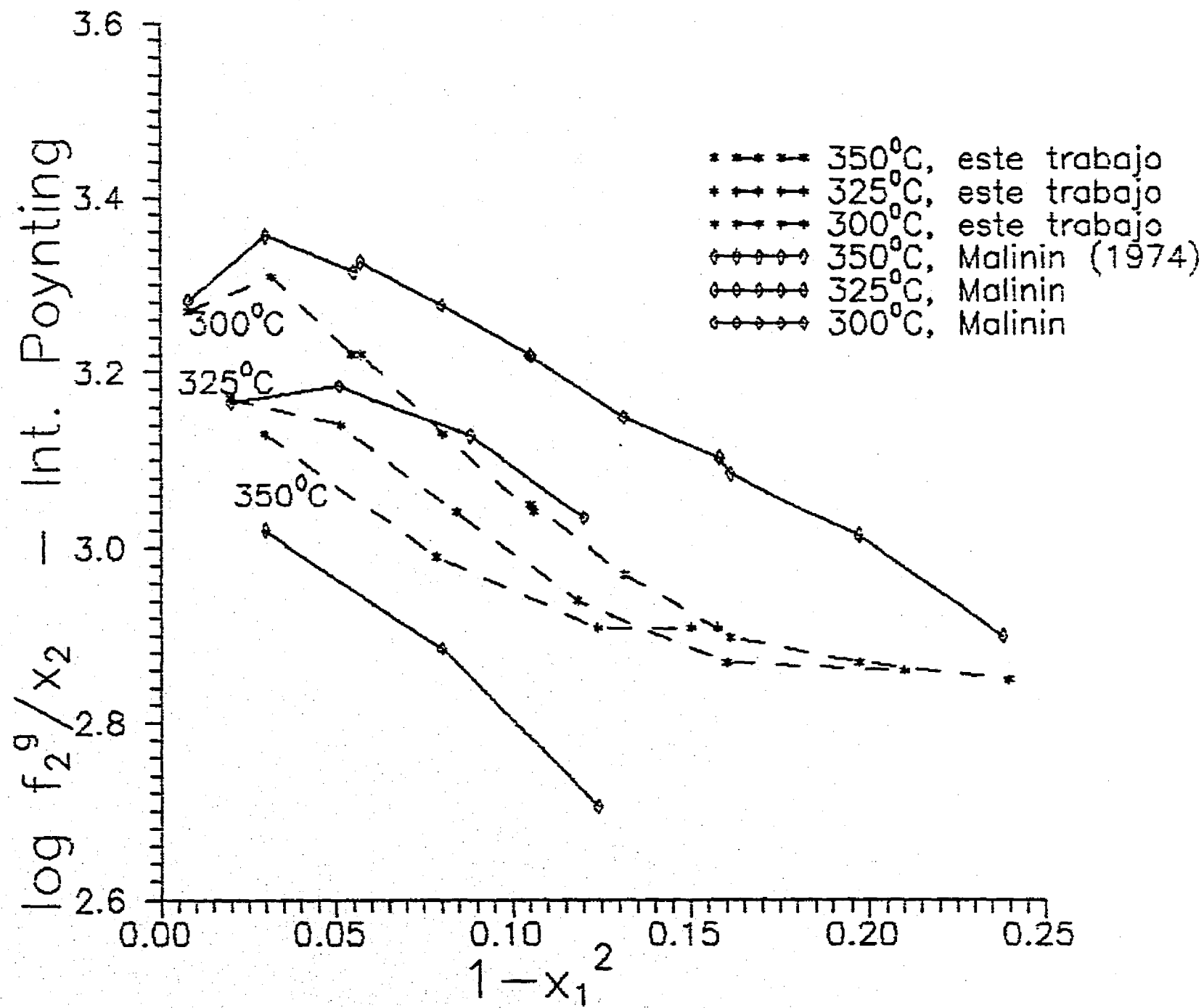


FIG.4-4b. Efecto del coeficiente de fugacidad y la correccion de Poynting sobre el modelo de Malinin.
(fase liquida no ideal)

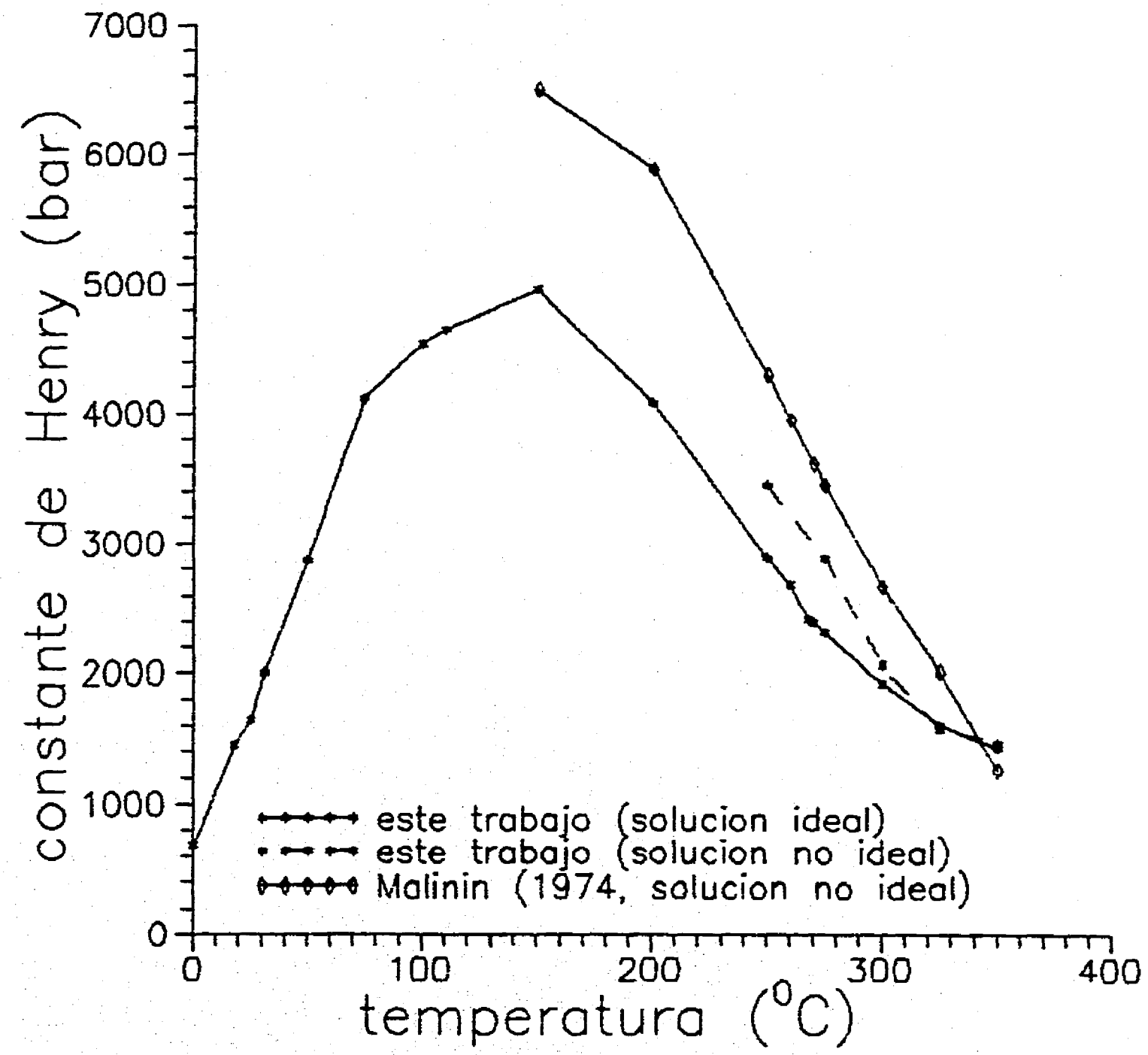


involucrados (figura 3-6). Al aumentar la temperatura (figura 4-4.b) y principalmente cuando las presiones son elevadas, el comportamiento cualitativo se torna diferente como consecuencia del aumento drástico de los valores de ϕ_2 (figura 3-6), compensado por el efecto de los valores de la corrección de Poynting (figura 4-1). Para conocer γ_2 y $H_{2,1}$ en forma aproximada, se ajustaron linealmente los datos obtenidos para cada isoterma. La pendiente de cada una de ellas proporciona γ_2 mediante la ecuación (4.19), mientras que la ordenada al origen proporciona $H_{2,1}$. En la tabla 4-3 se presentan los valores de γ_2 obtenidos para cada isoterma y los coeficientes de correlación correspondientes a los ajustes lineales. Se incluyen también los valores de γ_2 calculados por Malinin. Los valores correspondientes de $H_{2,1}$ se muestran en la figura 4-5.

TABLA 4-3. VALORES APROXIMADOS DE γ_2 OBTENIDOS DE MANERA GRAFICA.

Temperatura (°C)	γ_2 , para $x_2=.0178$ (este trabajo)	Coficiente de correlación	γ_2 , para $x_2=.0178$ (Malinin, 1974)
250	.767	-.9635	.84
275	.775	-.9822	
300	.837	-.9396	.82
325	.861	-.9651	
350	.855	-.9583	.77

FIG. 4-5 efecto del coeficiente de actividad sobre la constante de Henry



4.2.1 Conclusiones

El efecto de la consideración de solución líquida no ideal sobre la constante de Henry se muestra en la figura 4-5. Los valores de $H_{2,1}$ correspondientes son sensiblemente mayores a los obtenidos bajo la suposición de solución líquida ideal. Sin embargo, el procedimiento gráfico seguido para la obtención de esos valores es incorrecto a causa de la supuesta linealidad de las isothermas (figuras 4-4). Prueba de ello es que las pendientes de las isothermas conllevan una funcionalidad directa de γ_2 con la temperatura (Tabla 4-3) cuando es sabido que el coeficiente de actividad es inversamente proporcional a la temperatura, ecuación (4.19). Las isothermas presentan una concavidad positiva en la región de presiones elevadas. Esto a consecuencia principalmente de los valores tan grandes de ϕ_2 (figura 3-6) que hacen que el término de $\log f_2^s/x_2$ predomine sobre el término de la integral de Poynting (figura 4-1). En cambio, los valores de ϕ_2 asumidos por Malinin (regla de fugacidades de Lewis, figura 3-6) son prácticamente constantes para presiones y temperaturas elevadas, propiciando una mayor linealidad, aunque ficticia, de sus isothermas para estas condiciones (figuras 4-4).

La carencia de información experimental acerca del coeficiente de actividad del CO_2 en agua no permite evaluar su efecto real sobre el modelo de solubilidad propuesto (sección 4.1). Sin embargo, dado que el modelo propuesto no presenta conflicto entre la linealidad del modelo y la alinealidad de los datos experimentales (figura 4-2) se concluye que la inclusión de γ_2 no es importante. Es de esperarse valores experimentales de γ_2 muy cercanos a la unidad.

En cambio, la inclusión del efecto de la compresibilidad de la fase líquida en el modelo propuesto y, principalmente, la inclusión de un comportamiento no ideal de las componentes gaseosas, mejoraron sustancialmente la predicción de la solubilidad del CO_2 en agua, respecto a modelos previos, para un amplio rango de temperaturas y presiones geotérmicas (ver sección 4.1.4).

**ECUACIONES GOBERNANTES DEL TRANSPORTE DE MASA Y ENERGIA
EN LOS YACIMIENTOS GEOTERMICOS.**

Introducción

La modelación matemática del transporte de masa y energía en los yacimientos geotérmicos es una herramienta muy poderosa en el área de ingeniería de yacimientos. Permite establecer y/o reforzar modelos conceptuales de diversos tipos de yacimientos y decidir estrategias de exploración y explotación de los mismos. La ingeniería de yacimientos se considera como interfase entre los trabajos de exploración geológica y la utilización de los fluidos producidos; incluye desde mediciones durante la perforación de pozos, hasta el cálculo del potencial del campo y la predicción de su comportamiento bajo diferentes estrategias de explotación. Al inicio de la explotación de un campo geotérmico, la información es escasa y el comportamiento se trata de predecir en base a modelos simplificados. Conforme se va incrementando el número de pozos, la información es mayor y las predicciones más precisas al considerar modelos más completos. No obstante, la modelación matemática de estos sistemas roca-fluido, es complicada. Las continuas transiciones de fase líquido-vapor, la presencia de sales y de gases no condensables y el medio rocoso esencialmente fracturado, entre otros aspectos, hacen de la modelación matemática un verdadero reto en la industria geotérmica.

Antes de plantear las ecuaciones gobernantes del transporte de masa y energía del sistema roca-fluido de los yacimientos geotérmicos, es ilustrativo comentar algunas características generales de este tipo de sistemas. La roca geotérmica constituye un medio poroso con presencia de fisuras y fracturas. El grado de fracturamiento varía de un campo geotérmico a otro y en diferentes regiones de un mismo campo. La permeabilidad de las fracturas es usualmente mucho mayor que la permeabilidad inducida por el espacio poroso. De esta manera, la producción de vapor geotérmico se controla inicialmente por el contenido de fluido en las fracturas. Posteriormente, como en los poros reside la mayor parte del calor y fluido de los yacimientos, es el medio poroso el que finalmente controla la producción de vapor. Para que esta producción persista, se requiere que el medio poroso provea de fluido a las fracturas a una velocidad suficiente. Además de la permeabilidad y porosidad, otros parámetros físicos afectan también la productividad de masa y energía de los yacimientos (ver CAPITULOS I y VIII) siendo algunos de ellos igualmente importantes.

La presencia de fracturas complica la modelación matemática de los yacimientos geotérmicos y aun de los yacimientos petroleros. Las diferentes densidades de las fases líquida y vapor, en combinación con la gravedad, causan segregación de fases en la fractura y una dependencia direccional del flujo en el medio poroso. Algunos modelos idealizados han permitido avanzar en el conocimiento de yacimientos esencialmente fracturados. Están

basados en el "modelo de doble porosidad" desarrollado por Barenblatt et al. (1960) y por Warren y Root (1963). En esta aproximación, un medio poroso fracturado es particionado en dos medios continuos con flujos cuasi-estacionarios, uno constituido de pequeños poros en la matriz rocosa (porosidad primaria) y el otro constituido de una red de fracturas y fisuras interconectadas (porosidad secundaria). El flujo en cada uno de estos medios continuos se supone gobernado por la ley de Darcy (Bear, 1972). Se supone además que el flujo global ocurre principalmente a través de la red de fracturas con interacción local entre fractura y matriz porosa. Warren y Root aplicaron este método para casos de flujos de fase simple e isotérmicos en yacimientos petroleros.

Sin embargo, a diferencia de los yacimientos petroleros, en los yacimientos geotérmicos la transferencia de energía en forma de calor es intrínseca y no puede suponerse como un sistema isotérmico. El flujo de calor y masa es bifásico, acoplado y el período de flujo transitorio entre fractura y matriz porosa puede ser muy largo. Pruess y Narasimhan (1982a,b) adaptaron el método de doble porosidad de Warren y Root a condiciones geotérmicas dando lugar al método MINC (Multiple Interacting Continuum). El método supone que el flujo global en el yacimiento ocurre principalmente a través del medio continuo de fracturas interconectadas y que las variaciones en las condiciones termodinámicas son menos pronunciadas en la dirección de una fractura que perpendicular a ella. Una descripción detallada se encuentra en Pruess (1983).

No obstante que el método MINC ha sido aplicado (Bodvarsson et al., 1987; Pruess et al., 1990; entre otros) a problemas de flujo simultáneo de calor y fluido, para fluidos multicomponentes y multifásicos, etc., existe poca información cuantitativa disponible respecto a su rango de validez y la aproximación que puede obtenerse para diferentes tipos de sistemas de flujo. La principal dificultad en la modelación de procesos térmicos en medios fracturados, es que pueden ocurrir fuertes variaciones en las condiciones termodinámicas entre fractura y matriz porosa a distancias relativamente cortas. Las perturbaciones térmicas o hidrológicas a las que está sometido un yacimiento geotérmico tenderán a propagarse rápidamente a través de las fracturas pero lentamente en la matriz porosa. Si la velocidad de cambio en las condiciones termodinámicas causada por las perturbaciones externas es suficientemente lenta y el equilibrio entre fractura y matriz suficientemente rápido, sólo entonces, la fractura y la matriz porosa permanecerán en condiciones de equilibrio termodinámico local. En esta circunstancia y cuando el espaciado entre fracturas es pequeño en comparación al tamaño del yacimiento, la roca fracturada puede tratarse como un "medio continuo efectivo" o "medio poroso equivalente" con parámetros físicos en términos de las propiedades de la matriz porosa y de la red de fracturas interconectadas (Rybach y Muffler, 1981; Pruess et al., 1990). La viabilidad de la aproximación de un medio continuo efectivo (Pruess et al., 1988) dependerá de la naturaleza de la perturbación externa, de las propiedades del medio poroso fracturado, y de las

escalas de observación de espacio y tiempo. Es una aproximación que requiere evaluarse cuidadosamente para un caso particular de circunstancias y condiciones.

Por lo expuesto anteriormente, es adecuado analizar el efecto de los gases no condensables sobre las productividades de masa y energía de los yacimientos geotérmicos en base a un modelo desarrollado ex-profeso, y no en base a algún modelo poco conocido, y por tanto poco confiable, para medios fracturados. En todo caso, es conveniente primero efectuar el estudio suponiendo un medio poroso homogéneo, obtener las conclusiones respectivas y, en un trabajo posterior, involucrar el efecto de las fracturas. De hecho, mucho del conocimiento adquirido hasta la actualidad acerca del comportamiento general de los yacimientos geotérmicos, ha sido en base a modelos numéricos de medios porosos homogéneos. En este contexto, algunos de los trabajos más importantes publicados en la literatura especializada son los de Narasimhan y Witherspoon, 1976; Grant, 1977; Faust y Mercer, 1979; Zyvoloski y O'Sullivan, 1980; Atkinson et al., 1980; Bodvarsson, 1984; O'Sullivan et al., 1985; McKibbin y Pruess, 1988 y 1989; entre otros. Dichos trabajos, en su mayoría, se abocan al estudio de campos geotérmicos reales como los de Wairakei, Ohaaki y Broadlands en Nueva Zelanda, y Bagnore y Larderello en Italia; comprendiendo problemas complejos de flujos multifásicos, geometrías irregulares y campos con muchos años de producción de vapor.

En la presente investigación se considera un sistema geotérmico roca-fluido en equilibrio termodinámico local, constituido por roca porosa homogénea y por un flujo bifásico de agua con bióxido de carbono como gas incondensable. Como se discutió en capítulos anteriores, este gas constituye el 90% de los gases no condensables: la presencia de sales es importante sólo en algunos campos geotérmicos.

Las ecuaciones generales que expresan los balances de masa, cantidad de movimiento y energía para una mezcla roca-líquido-gas son muy complejas. Interacciones entre roca-fluido que involucran, por ejemplo, fuerzas mecánicas naturales (matriz rocosa deformable) fueron consideradas por Donaldson (1968), Mercer et al. (1975), Brownell et al. (1977), Garg y Pritchett (1977) y más recientemente, por Khalili-Naghadeh y Valliappan (1991). Para aplicaciones geotérmicas, es posible simplificar las ecuaciones de interacción general considerando yacimientos pasivos. Es decir, sistemas roca-fluido sin movimiento relativo entre la matriz rocosa y el fluido. Las ecuaciones gobernantes del transporte de masa y energía, deben involucrar los mecanismos o procesos físicos importantes presentes en los yacimientos. Brownell et al. (1977) obtuvieron, mediante un análisis de escala adimensional de los términos involucrados en las ecuaciones generales (Garg y Pritchett, 1977; Cheng, 1978; Faust y Mercer, 1979), las siguientes conclusiones para el transporte de masa y energía en los yacimientos geotérmicos:

1. Para la modelación del flujo de fluidos en aplicaciones geotérmicas es posible ignorar los términos de inercia (convección forzada) en la ecuación general de la cantidad de movimiento.

2. Los términos de disipación viscosa y trabajo de presión en la ecuación general de la conservación de energía pueden despreciarse.

La primera conclusión es válida en general (Torrance, 1983) para fluidos moviéndose en medios porosos (flujos lentos), cuando la convección natural es predominante sobre la convección forzada, o para fluidos en ebullición. Implica el poder despreciar efectos dispersivos de las velocidades de transporte alrededor de un valor medio (Bear, 1972, Schiedegger, 1974). El valor medio o promedio volumétrico presente en las ecuaciones generales, es necesario a causa de la compleja estructura geométrica de los medios porosos. Respecto a la segunda conclusión, la disipación viscosa sólo es importante para fluidos muy viscosos moviéndose a altas velocidades lo cual no es el caso de los fluidos geotérmicos.

Dado que el fluido geotérmico se mueve a bajas velocidades, es decir, con número de Reynolds basado en el diámetro del poro del orden de 1 o menor, el flujo se supone dependiente sólo de las fuerzas de presión y de las fuerzas de cuerpo. Esta aproximación se conoce como la ley de Darcy (sección 5.1). La convección natural o flotación, implícita en las fuerzas de cuerpo (fuerzas de gravedad, en este caso), es importante principalmente en sistemas

hidrotermales de alta permeabilidad y porosidad (Rybach y Muffler, 1981)). Estos sistemas pueden ser de vapor dominante (ejemplos Los Geysers, California; Larderello, Italia) o el más común de líquido dominante (ejemplos, Wairakei y Broadlands en Nueva Zelanda y Valle Imperial en California). La convección natural también es importante en sistemas circulatorios con tiempos de residencia del agua geotérmica del orden de 100 a 1000 años (Rybach y Muffler, 1981). La presencia de este mecanismo convectivo acopla las ecuaciones de la cantidad de movimiento con la de conservación de la energía a través de la funcionalidad de la densidad con la presión y temperatura. Para simplificar este acoplamiento, es usual aplicar la aproximación de Boussinesq (Gray, 1976) la cual establece que la densidad es constante excepto en el término de las fuerzas de cuerpo. Esta aproximación es generalmente utilizada en problemas de convección natural de flujos monofásicos (Moya et al., 1987). Sin embargo, no es adecuada para flujos geotérmicos a causa de las constantes transiciones de fase.

La transferencia de energía se lleva a cabo principalmente mediante el movimiento del fluido (convección) y mediante conducción a través del medio roca-fluido. El mecanismo convectivo predomina y es el causante de la no linealidad de la ecuación de conservación de la energía. No obstante, existen algunos sistemas geotérmicos con régimen conductivo predominante como los acuíferos de baja temperatura y de baja entalpía (incluyendo yacimientos geopresurizados) y los sistemas denominados de roca seca caliente.

5.1) Ecuaciones gobernantes

Considerando los mecanismos físicos mencionados, las ecuaciones de balance de masa y energía que gobiernan el sistema roca-fluido de los yacimientos geotérmicos, tienen ambas la siguiente forma general:

$$\frac{D}{Dt} \int_{V_n} M^{(\kappa)} dV = \int_{\tau_n} \vec{F}^{(\kappa)} \cdot \vec{n} d\tau + \int_{V_n} q^{(\kappa)} dV \quad (5.1)$$

La integración es sobre un subdominio V_n (volumen de control) limitado por una superficie cerrada τ_n . La ecuación establece que la acumulación de masa (o energía) M en el volumen de control, es la suma de los flujos de masa (o energía) a través de la superficie cerrada y de las fuentes/sumideros de masa (o energía) q presentes en el volumen de control. M denota masa para $k=1$ (agua) y $k=2$ (bióxido de carbono), o energía por unidad de volumen para $k=3$. La masa total M de cada componente se obtiene sumando las contribuciones de las fases líquida y vapor:

$$M^{(\kappa)} = \phi \sum_{\beta=1}^2 S_{\beta} \rho_{\beta} X_{\beta}^{(\kappa)}; \quad \kappa=1, 2 \quad (5.2)$$

con $\beta=1$ para la fase líquida y $\beta=2$ para la fase gaseosa (vapor y gas). ϕ es la porosidad del medio rocoso, S_β la saturación (fracción volumétrica) de la fase β , ρ_β la densidad de la fase β y $X_\beta^{(k)}$ la fracción másica de la componente k (1 o 2) presente en la fase β .

Similarmente, el término de acumulación de energía en forma de calor en un sistema multifásico es:

$$M^{(3)} = \phi \sum_{\beta=1}^2 S_\beta \rho_\beta u_\beta + (1-\phi) \rho_R C_R T \quad (5.3)$$

donde u_β denota la energía interna específica de la fase β y ρ_R y C_R la densidad y el calor específico del material rocoso, respectivamente.

El flujo másico total es también una suma de las contribuciones de cada fase. De esta manera:

$$\vec{F}^{(k)} = \sum_{\beta=1}^2 X_\beta^{(k)} \vec{F}_\beta \quad (5.4)$$

con los flujos para cada fase regidos por la ley de Darcy:

$$\vec{F}_\beta = -K \frac{K_{r\beta}}{\mu_\beta} \rho_\beta (\nabla P_\beta - \rho_\beta \vec{g}) \quad (5.5)$$

siendo K la permeabilidad absoluta dependiente principalmente de la porosidad, $K_{r\beta}$ la permeabilidad relativa de cada fase β dependiente de la saturación de las fases y de la temperatura, la viscosidad dinámica μ_β en general depende de la presión y temperatura. El vector \vec{g} denota la aceleración gravitacional y P_β la presión de la fase β . La ley de Darcy (Bear, 1972) en su forma original fue obtenida empíricamente para el flujo isotérmico de agua a través de arena (Darcy, 1856), tiene una forma similar a la ley de Fourier para la conducción del calor o a la ley de Fick para la difusión de masa. Ha sido extendida a materiales no isotrópicos introduciendo un tensor de permeabilidades. Asimismo se ha modificado para incluir efectos inerciales, turbulentos y efectos viscosos de gran escala.

La diferencia entre las presiones de las fases líquida y vapor es equivalente a la presión capilar ($P_l - P_v \equiv P_c$). En un proceso en ebullición, la presión capilar tiene el efecto de disminuir la presión de vapor (Torrance, 1983) y es importante en materiales con

poros muy pequeños. Suponer equilibrio mecánico ($P_l=P_v$) es suponer que la presión capilar es despreciable. Para sistemas bifásicos de alta temperatura la presión capilar es menor de 1 bar y es, por tanto, insignificante en comparación con los cambios de presión inducidos por la producción o inyección.

El flujo de energía en forma de calor contiene componentes conductiva y convectiva:

$$F^{(3)} = -K\nabla T + \sum_{\beta} h_{\beta} F_{\beta} \quad (5.6)$$

donde K es la conductividad térmica equivalente del medio roca-fluido, y $h_{\beta} = u_{\beta} + P/\rho_{\beta}$ es la entalpía específica de la fase β .

5.2 Determinación de propiedades termofísicas, de transporte y termodinámicas.

5.2.1) Propiedades termofísicas

Existen diferentes metodologías experimentales para la determinación de las propiedades termofísicas de un medio rocoso. En particular, el Departamento de Geotermia del Instituto de Investigaciones Eléctricas cuenta con un simulador físico de

yacimientos geotérmicos (Contreras y Garfias, 1988) que permite obtener las propiedades bajo condiciones de temperatura, presión, esfuerzo y saturación prevalecientes en los yacimientos geotérmicos. La densidad, porosidad, permeabilidad, calor específico y la conductividad térmica, son propiedades de la roca que deben estipularse para poder resolver el sistema de ecuaciones planteado. Cuanto más sofisticado es un modelo matemático, mayor es la necesidad de una caracterización espacial y temporal de la roca geotérmica. Pocos campos geotérmicos han sido caracterizados lo suficiente, de tal forma que los modelos conceptuales de la mayoría de ellos no son del todo fidedignos y por consiguiente, su simulación numérica, aunque ilustrativa, es hasta cierto punto hipotética.

5.2.2) Propiedades de transporte

Las propiedades de transporte son la viscosidad, la permeabilidad relativa y la conductividad térmica efectiva. Algunas fórmulas empíricas para el cálculo de estas propiedades (y para las propiedades termodinámicas) involucran unidades del Sistema Inglés. Sin embargo, en el simulador BIOX que se describe en capítulos subsiguientes, estas unidades se convierten al Sistema Internacional.

a) Viscosidad (μ), [Pa.s].

a.1) Viscosidad de la fase líquida (μ_L).

A consecuencia de las pequeñas concentraciones de CO_2 en el agua geotérmica la viscosidad de la fase líquida (μ_L) puede considerarse igual a la del agua pura. Es común aplicar (por ejemplo; Pruess, 1979) la siguiente correlación:

$$\mu_L = 1.0 \times 10^{-7} \cdot L_m \cdot (241.4) \cdot 10^{T_1} \quad (5.7)$$

en la cual $L_m = 1 + T_2(P - P_{sat}) \times 10^{-11}$ con $T_1 = 247.8 / (T + 133.15)$ y $T_2 = 1.0478(T - 31.85)$. La presión y temperatura en esta ecuación se introducen en Pascales y en grados celsius, respectivamente.

a.2) Viscosidad de la fase gaseosa (μ_g).

La viscosidad de la fase gaseosa (μ_g), por analogía a la suma de resistencias, es:

$$\mu_g = \frac{1}{\left(\frac{1}{\mu_{1g}} + \frac{1}{\mu_{2g}} \right)} \quad (5.8)$$

La viscosidad del vapor de agua (μ_{1g}) puede determinarse mediante la correlación de Zyvoloski y O'Sullivan (1980):

$$\mu_{1g} = (90.0 + 0.35T) \times 10^{-7} \quad (5.9)$$

Para evaluar la viscosidad del bióxido de carbono (μ_{2g}), se correlacionaron los datos reportados por Pritchett et al., (1981), como un polinomio de cuarto orden en función de la presión y temperatura (Moya et al., 1994):

$$\mu_{2g} = [A_p + B_p T + C_p T^2 + D_p T^3 + E_p T^4] \times 10^{-8} \quad (5.10)$$

donde:

$$\begin{aligned} A_p &= 6.8052 \times 10^2 + 65.9364P \\ &\quad - 6.6639 \times 10^{-2} P^2; \\ B_p &= 20.209 - 1.3988P + \\ &\quad 3.3177 \times 10^{-3} P^2 - 2.252 \times 10^{-6} P^3; \\ C_p &= -9.7240 \times 10^{-2} + 9.517 \times 10^{-3} P \\ &\quad - 2.6973 \times 10^{-5} P^2 + 2.07714 \times 10^{-8} P^3; \\ D_p &= 2.5106 \times 10^{-4} - 2.6782 \times 10^{-5} P \\ &\quad + 8.2480 \times 10^{-8} P^2 - 6.7021 \times 10^{-11} P^3; \\ E_p &= -2.3729 \times 10^{-7} + 2.6549 \times 10^{-8} P \\ &\quad - 8.5639 \times 10^{-11} P^2 + 7.1630 \times 10^{-14} P^3 \end{aligned} \quad (5.11)$$

b) Permeabilidades relativas (K_{rL} y K_{rg}).

Las permeabilidades relativas para cada fase fluida dependen principalmente de las saturaciones de las fases y de la temperatura. Poca información experimental existe acerca de la dependencia con la temperatura por lo que es común suponer dependencias sólo con las saturaciones. En Pruess (1987) se pueden encontrar ocho funcionalidades diferentes. Para aplicaciones geotérmicas se ha extendido (Brownell et al., 1977; Faust y Mercer, 1979; Zyvoloski y O'Sullivan, 1980; Pruess et al., 1988, entre otros) el uso de la ecuación de Corey (Corey et al., 1956):

$$\begin{aligned} K_{rL} &= [S^*]^4; \\ K_{rg} &= (1-S^*)^2 (1-[S^*]^2); \quad \text{siendo:} \\ S^* &= (S_L - S_{Lr}) / (1 - S_{Lr} - S_{gr}) \end{aligned} \quad (5.12)$$

donde $S_L (=1-S_g)$ es la saturación de la fase líquida. Los valores de las saturaciones residuales S_{gr} y S_{Lr} se consideran normalmente de .05 y .30, respectivamente.

c) Conductividad térmica efectiva (K), [W/m °C].

Se denomina conductividad térmica efectiva a la conductividad térmica equivalente del medio roca-fluido. Torrance (1983) la define como:

$$K = \phi [K_L S_L + K_g S_g] + (1 - \phi) K_R \quad (5.13)$$

Siendo K_L , K_g y K_R las conductividades térmicas de las fases líquida y gaseosa (vapor y gas) y del material rocoso, respectivamente. Al igual que la viscosidad, las conductividades para cada fase pueden calcularse como:

$$\begin{aligned} K_L &= 1 / (1/K_{1L} + 1/K_{2L}) ; \\ K_g &= 1 / (1/K_{1g} + 1/K_{2g}) ; \\ K_{2g} &= K_{2L} \end{aligned} \quad (5.14)$$

c.1) Conductividad térmica del CO_2 en la fase gaseosa (K_{2g}) y en la fase líquida (K_{2L}).

La conductividad del CO_2 en la fase gaseosa (K_{2g}) puede calcularse aplicando la correlación propuesta por Chen (1970):

$$\begin{aligned} K_{2g} &= 4.184 \times 10^2 B_2 (1 \times 10^{-5}) ; \quad \text{donde:} \\ B_2 &= B_1^{-4} + 10^{S_2} ; \text{ y} \\ S_2 &= 0.6020 + 0.405 \times 10^3 \rho_{2g} \tau ; \\ B_1 &= 3.333 \sqrt{T} / (1 + S_1) ; \\ S_1 &= 4433 \tau / 10^{10 \tau} ; \quad \text{y} \\ \tau &= 1/T \end{aligned} \quad (5.15)$$

la temperatura T se sustituye en $^{\circ}K$. Por tratarse de un gas incondensable $K_{2L} = K_{2g}$.

c.2) Conductividad térmica del vapor de agua (K_{1g}).

Para la determinación de la conductividad térmica del vapor de agua como función de la presión y temperatura, se correlacionaron (Ruiz, 1993) los valores de Pritchett et al., (1981) de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} K_{1g} &= [A_p + B_p T + C_p T^2] \times 10^{-3}; & \text{donde:} \\ A_p &= 2.8502 \times 10^1 + 2.1420 \times 10^{-1} P \\ &+ 6.9446 \times 10^{-3} P^2 - 1.0398 \times 10^{-5} P^3; \\ B_p &= 6.6234 \times 10^{-2} - 1.7687 \times 10^{-3} P \\ &- 1.051 \times 10^{-4} P^2 + 7.6363 \times 10^{-7} P^3; \\ C_p &= 4.7639 \times 10^{-5} + 7.5239 \times 10^{-6} P \\ &- 2.564 \times 10^{-8} P^2 \end{aligned} \tag{5.16}$$

en estas expresiones la presión P está dada en bar y la temperatura T en °C. Cuando la presión excede los 100 bar:

$$\begin{aligned} A_p &= -0.39861 & \text{y} \\ C_p &= 5.4 \times 10^{-4}. \end{aligned}$$

c.3) Conductividad térmica del agua líquida (K_{1L}).

Para el rango considerado, la conductividad térmica del agua líquida (K_{1L}) puede suponerse en un valor medio de 0.70 W/m K. Esto se concluyó (Ruiz, 1993) al observar las gráficas pertinentes reportadas por Sengers et al., (1984).

5.2.3) Propiedades termodinámicas

Las propiedades termodinámicas de la mezcla H₂O-CO₂ en cada fase se ponderan respecto a la fracción masa de cada componente en la fase correspondiente. De esta manera:

$$h_L = h_{1L}X_1 + h_{2L}X_2 \quad (5.17)$$

$$h_g = h_{1g}Y_1 + h_{2g}Y_2 \quad (5.18)$$

$$\rho_L = \rho_{1L}X_1 + \rho_{2L}X_2 \quad (5.19)$$

Por otra parte, la densidad de la fase gaseosa es:

$$\rho_g = \rho_{1g} + \rho_{2g} \quad (5.20)$$

en la cual la densidad de cada componente en la fase gaseosa se calcula en base a gases reales, involucrando los factores de compresibilidad calculados de acuerdo al modelo virial de Spycher y Reed (1988) descrito en el CAPITULO IV. Este modelo permite asimismo conocer el factor de compresibilidad de la mezcla gaseosa y obtener directamente el valor ρ_g . Los factores de compresibilidad correspondientes se definen como:

$$\begin{aligned} Z_1 &= 1 + B_{11}P + C_{111}P^2; \\ Z_2 &= 1 + B_{22}P + C_{222}P^2; \\ Z_{mez} &= 1 + B_{mez}P + C_{mez}P^2 \end{aligned} \tag{5.21}$$

la presión P se sustituye en bar. Los coeficientes viriales involucrados se determinan de la manera descrita en el capítulo anterior.

Las entalpías de las fases líquida y gaseosa y la densidad de la fase líquida, ecuaciones (5.17)-(5.19), se calculan como se indica a continuación.

a) Densidad del agua líquida (ρ_{1L}), [Kg/m³].

De acuerdo al Comité de Formulación Internacional (IFC, 1967) se tiene:

$$\begin{aligned}
v_{1L} = & A_{11} a_5 Z^{-\frac{5}{17}} + [A_{12} + A_{13} T_r + A_{14} T_r^2 + A_{15} (a_6 - T_r)^{10} \\
& + A_{16} (a_7 + T_r^{19})^{-1}] - (a_8 + T_r^{11})^{-1} (A_{17} + 2A_{18} P_r + 3A_{19} P_r^2) \\
& - A_{20} T_r^{18} (a_9 + T_r^2) [-3(a_{10} + P_r)^{-4} + a_{11}] \\
& + 3A_{21} (a_{12} - T_r) P_r^2 + 4A_{22} T_r^{-20} P_r^3;
\end{aligned}$$

(5.22)

donde:

$$Z = Y' + (a_3 Y'^2 - 2a_4 T_r + 2a_5 P_r)^{1/2}; \quad y$$

$$Y' = 1 - a_1 T_r^2 - a_2 T_r^{-6};$$

entonces:

$$\rho_{1L} = 1 / (3.17 \times 10^{-3} v_{1L})$$

siendo P_r ($=P/P_c$) y T_r ($=T/T_c$) la presión y temperatura reducidas. Las condiciones críticas para el agua son $P_c = 221.20$ bar y $T_c = 647.3$ K. Los valores de las constantes son:

$a_1 = 8.438375 \times 10^{-1}$	$a_2 = 5.362162 \times 10^{-4}$	$a_3 = 1.720$
$a_4 = 7.342278 \times 10^{-2}$	$a_5 = 4.975858 \times 10^{-2}$	$a_6 = 6.53715 \times 10^{-1}$
$a_7 = 1.150 \times 10^{-6}$	$a_8 = 1.51080 \times 10^{-5}$	$a_9 = 1.4188 \times 10^{-1}$
$a_{10} = 7.00275316$	$a_{11} = 2.995284 \times 10^{-4}$	$a_{12} = 2.040 \times 10^{-1}$
$A_{11} = 7.982692717$	$A_{12} = -2.6165 \times 10^{-2}$	$A_{13} = 1.5224117 \times 10^{-3}$
$A_{14} = 2.2842 \times 10^{-2}$	$A_{15} = 2.4216 \times 10^2$	$A_{16} = 1.2697160 \times 10^{-10}$
$A_{17} = 2.0748 \times 10^{-7}$	$A_{18} = 2.1740 \times 10^{-8}$	$A_{19} = 1.105710 \times 10^{-9}$
$A_{20} = 1.2934 \times 10^1$	$A_{21} = 1.30811 \times 10^{-5}$	$A_{22} = 6.047626 \times 10^{-14}$

b) Densidad del CO₂ en la fase líquida (ρ_{2L}), [Kg/m³].

Para determinar esta densidad se aplica la correlación propuesta en el CAPITULO IV , ecuación (4.14), para los volúmenes molares parciales (ν_2^∞) . De esta forma:

$$\rho_{2L} = (1/\nu_2^\infty) \times 44 \times 1000.$$

c) Entalpía del agua líquida (h_{1L}), [KJ/Kg]

La entalpía del agua líquida puede obtenerse en función de la entalpía reducida (IFC., 1967):

$$h_{1L} = H_r P_c V_c \tag{5.23}$$

siendo:

$$\begin{aligned} H_r = & A_0 T_r - \sum_{j=1}^{10} (j-2) A_j T_r^{j-1} \\ & + A_{11} [Z(17(Z/29 - Y'/12) + 5T_r YD/12) \\ & + a_4 T_r - (a_3 - 1) T_r Y' YD] Z^{-5/17} \\ & + (A_{12} - A_{14} T_r^2 + A_{15} (90 + a_6) (a_6 - T_r)^6 \\ & + A_{16} (20 T_r^{19} + a_7) (a_7 + T_r^{19})^{-2}) P_r \\ & - (12 T_r^{11} + a_8) (a_8 + T_r^{11})^{-2} \\ & (A_{17} P_r + A_{18} P_r^2 + A_{19} P_r^3) \\ & + A_{20} T_r^{18} (17 a_9 + 19 T_r^2) ((a_{10} + P_r) + a_{11} P_r) \\ & + A_{21} a_{12} P_r^3 + 21 A_{22} T_r^{-20} P_r^4 \end{aligned} \tag{5.24}$$

las constantes son las mismas que aquellas utilizadas para el cálculo de la densidad del agua líquida. Además $A_0 = 6.824687 \times 10^3$, $V_c = 0.00317 \text{ m}^3/\text{Kg}$ y

$$YD = -2a_1 T_r + 6a_2 T_r^{-7} \quad (5.25)$$

d) Entalpía del CO₂ en las fases líquida (h_{2l}) y gaseosa (h_{2g}), [KJ/Kg].

La entalpía del CO₂ en la fase líquida es igual a la entalpía del CO₂ en la fase gaseosa más la entalpía de solución del CO₂ en el agua líquida, es decir, $h_{2l} = h_{2g} + h_{sol}$. Para el cálculo de h_{2g} se seleccionó la correlación propuesta por Andersen et al., (1992):

$$h_{2g} = 2.3258 [298.33 + 0.2055 T_f + (0.03821 + UR_1 + UR_2) (P_f - P_{sat})] \quad (5.26)$$

donde $UR_1 = -9.35 \times 10^{-5} T_f$ y $UR_2 = 6.875 \times 10^{-8} T_f^2$. La temperatura T_f está dada en °F, la presión P_f y la presión de saturación P_{sat} están dadas en lb/pulg².

En la literatura geotérmica, es usual calcular la entalpía de solución del CO₂ en agua mediante la correlación propuesta por Sutton (1976), dependiente de la presión y temperatura:

$$\begin{aligned}
 h_{sol} = & 1.38521 - 4.3345 \times 10^{-2} T + \\
 & 4.463677 \times 10^{-4} T^2 - 2.0901 \times 10^{-6} T^3 + \\
 & 4.6506 \times 10^{-9} T^4 - 3.827113 \times 10^{-12} T^5
 \end{aligned}
 \tag{5.27}$$

e) Entalpía del vapor de agua (h_{1g}), [KJ/Kg].

La correlación que mejor se apegó a los datos experimentales resultó ser la usada por Santoyo (1991), basada en la formulación del comité internacional (IFC, 1967):

$$\begin{aligned}
 h_{1g} = & [h_1 + E_1 (R_1 + R_2)] \times 10^3; \\
 \text{en la cual:} \\
 h_1 = & D_1 (T_r - D_2) (1 + D_3 P_r + D_4 P_r^2 - D_5 Z_1 - D_6 Z_2 + D_7 Z_3 + D_8 Z_4); \\
 Z_1 = & 1 / (1 + 39.5 P_r); \\
 Z_2 = & 1 / (1 + 27.65 P_r); \\
 Z_3 = & 1 / (1 + 0.9731 P_r); \\
 Z_4 = & 1 / (1 + 5.9 P_r + 16.3 P_r^2); \\
 Z_5 = & E_{10} P_r^4 (1 - P_r)^{1/4}; \\
 R_1 = & 1 - T_r (E_2 - E_3 P_r + E_4 P_r^2); \\
 R_2 = & -E_5 P_r + E_6 P_r^2 + E_7 P_r^5 - E_8 P_r^6 - E_9 P_r^7 + Z_5
 \end{aligned}
 \tag{5.28}$$

donde los valores de las constantes son:

$E_1=3141.57$	$E_2=0.48311$	$E_3=1.49127$	$E_4=1.00815$
$E_5=1.50329$	$E_6=0.50329$	$E_7=0.00337$	$E_8=0.00184$
$E_9=0.00152$	$E_{10}=0.27693$		
$D_1=2719.31$	$D_2=0.42198$	$D_3=0.14423$	$D_4=0.02081$
$D_5=0.00895$	$D_6=0.00161$	$D_7=0.00450$	$D_8=0.00134$

Finalmente se presenta la forma de calcular la densidad y entalpía de la mezcla bifásica, así como la presión de vapor del agua.

f) Densidad y entalpía de la mezcla bifásica (ρ_{mez} , h_{mez}), [Kg/m³, KJ/Kg].

La densidad y entalpía de la mezcla bifásica son función de las saturaciones gaseosa y líquida:

$$\begin{aligned} \rho_{mez} &= S_g \rho_g + S_L \rho_L; \\ H_{mez} &= (S_g \rho_g h_g + S_L \rho_L h_L) / \rho_{mez} \end{aligned} \quad (5.29)$$

g) Presión de vapor del agua (P_v), [bar]

De acuerdo al IFC, se tiene:

$$P_{sat} = P_k P_c \quad (5.30)$$

donde:

$$P_k = \exp \left(\frac{1}{T_r} \frac{\sum_{i=1}^5 A_i (1-T_r)^i}{1+A_6(1-T_r)+A_7(1-T_r)^2} - \frac{(1-T_r)}{A_8(1-T_r)^2+A_9} \right)$$

T_r y P_c son, respectivamente, la temperatura reducida y la presión crítica, como definidas antes. Los coeficientes A_i tienen los valores siguientes:

$A_1 = -7.69123456$	$A_2 = -26.08023696$	$A_3 = -168.1706546$
$A_4 = 64.23285504$	$A_5 = -118.9646225$	$A_6 = 4.167117320$
$A_7 = 20.9750676$	$A_8 = 1.0 \times 10^9$	$A_9 = 6.0$

5.3 Solubilidad del CO₂ en agua.

El sistema de ecuaciones gobernantes del transporte de masa y energía de los yacimientos geotérmicos, ecuaciones (5.1), y la formulación presentada para las propiedades termofísicas, termodinámicas y de transporte, se complementan con el modelo termodinámico propuesto, CAPITULO IV, para la solubilidad del bióxido de carbono en agua. A diferencia de modelos de solubilidad previos, el modelo propuesto considera el comportamiento no ideal de ambas componentes en la mezcla gaseosa, e involucra el efecto de la compresibilidad de la fase líquida. No presenta el severo conflicto entre la linealidad del modelo y la alinealidad de los datos experimentales, evidente en los modelos anteriores. Ajusta satisfactoriamente los datos experimentales del equilibrio de fases cubriendo el rango de aplicaciones geotérmicas, hasta 350°C y 500 bar. La correlación propuesta (4.16) puede utilizarse de manera confiable, en las simulaciones numéricas de flujos en yacimientos y pozos geotérmicos, entre otras aplicaciones.

METODO NUMERICO

Las ecuaciones gobernantes del transporte de masa y energía en el sistema roca-fluido de los yacimientos geotérmicos, CAPITULO V, constituyen un sistema de ecuaciones diferenciales parciales, no lineal y acoplado, que actualmente solo puede resolverse mediante métodos numéricos. En los últimos años se ha introducido en la literatura geotérmica y de hidrología subterránea, un poderoso método numérico denominado de Diferencias Finitas Integrales, DFI (Edwards, 1972; Narasimhan y Witherspoon, 1976), que auna la potencia del elemento finito a la sencillez de las diferencias finitas. En el método DFI, las ecuaciones gobernantes se escriben en forma integral, como la ecuación (5.1), para un elemento de volumen arbitrario dentro del dominio espacial continuo en el cual tiene lugar el proceso físico a modelar. Las integrales se simplifican, introduciendo promedios volumétricos apropiados para las integrales de volumen, y suma de promedios de área para la integral de superficie delimitando el volumen de control. Con este procedimiento se obtiene un sistema de ecuaciones algebraicas que involucra unos cuantos parámetros geométricos: volúmenes de los

elementos, áreas interfaciales y distancias internodales entre elementos adyacentes. El método permite una descripción geométrica muy flexible debido a que no distingue entre una, dos o tres dimensiones, de geometrías regulares e irregulares. En combinación con el método Newton-Raphson para manejar las no linealidades de las ecuaciones y de un algoritmo numérico eficiente para invertir las matrices dispersas generadas, el método DFI ha sido la base de los simuladores geotérmicos (Pruess, 1988) desarrollados en el Laboratorio de Lawrence Berkeley, California. Entre estos se encuentra el simulador comercial SHAFT79 (Pruess y Schroeder, 1980) en el que se considera agua pura bifásica como el fluido geotérmico.

El método de Diferencias Finitas Integrales (DFI) fue introducido en 1953 (Narasimhan y Witherspoon, 1976) por MacNeal (1953) para resolver problemas de valores a la frontera. Tyson-Weber (1964) y Cooley (1971) lo emplearon en problemas de flujo subterráneo; Dusenberre (1961) y Edwards (1972) en algunos problemas de transferencia de calor. En 1976, Narasimhan y Witherspoon describieron por primera vez el método como una herramienta muy poderosa para estudiar el movimiento de fluidos en medios porosos. Pruess (1988) lo emplea en el análisis del transporte de masa y energía en yacimientos geotérmicos y desde entonces se ha demostrado su capacidad para modelar flujo multifásico y efectos por cambios de fase.

6.1 Generalidades del método DFI.

El método DFI es aplicable a todos los fenómenos de transporte que satisfagan la ecuación general siguiente (Suárez y de la Torre, 1991):

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \alpha \nabla \cdot (G \nabla \omega) + \beta \nabla \cdot (\omega \mathbf{v}) + q \quad (6.1)$$

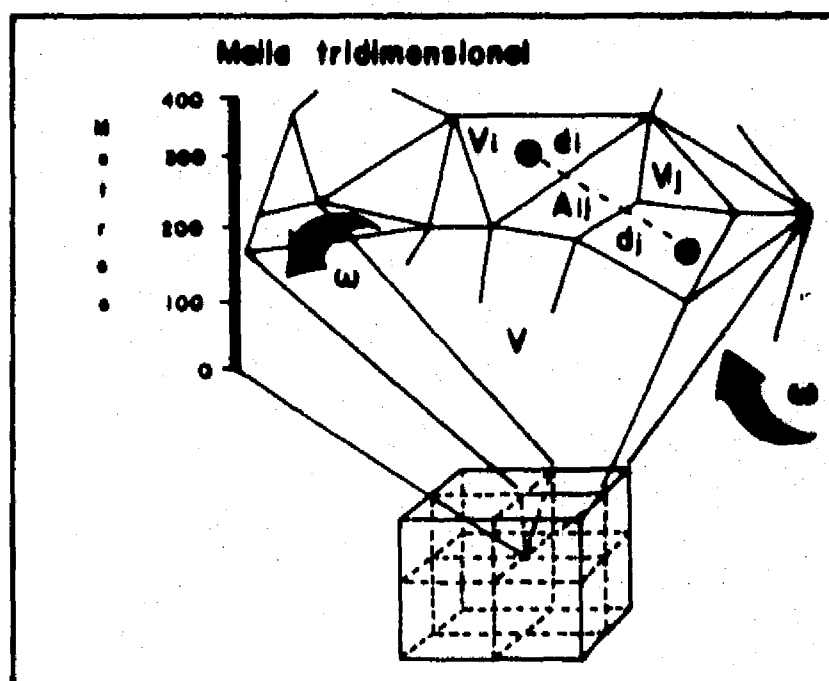
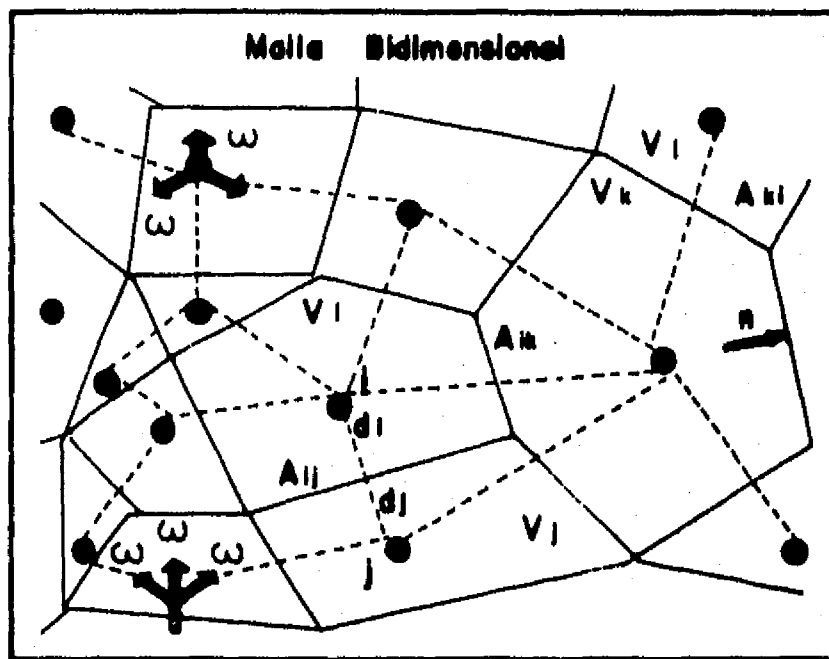
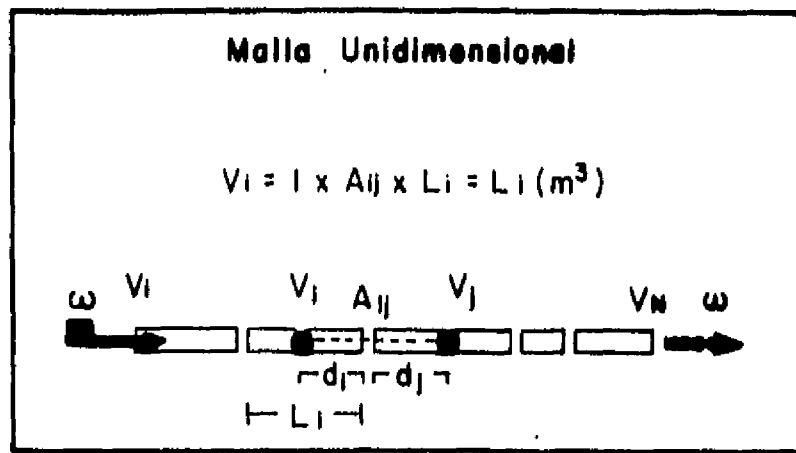
donde $\omega(x, y, z, t)$ es una propiedad física que se propaga en el espacio y en el tiempo definida convenientemente en cierta región V . α y β pueden ser o constantes o función de las coordenadas espaciales pero no dependen del tiempo t . G es un coeficiente que puede depender o no del espacio; \mathbf{v} es un campo de velocidades y $q(x, y, z, t)$ un término fuente/sumidero contenido en V .

El primer paso del método DFI (Suárez y de la Torre, 1991) consiste en discretizar en elementos de volumen más pequeños, al volumen continuo V , de modo que:

$$V = \bigcup_{i=1}^N V_i; \text{ con: } V_i \cap V_j = 0; \quad i \neq j \quad (6.2)$$

N es el número de elementos disjuntos V_i en que se subdivide a V . La discretización de la región V , en una, dos y tres dimensiones, se muestra en las figuras 6.1, 6.2 y 6.3, respectivamente.

Fig. 6-1 Transporte en una, dos y tres dimensiones de la propiedad física ω



En el siguiente paso se integra la ecuación (6.1) sobre cada elemento de volumen V_i :

$$\int_{V_i} \frac{\partial \omega}{\partial t} dV_i = \int_{V_i} \text{div}(\vec{F}) dV_i + \int_{V_i} q dV_i; \quad V_i \subseteq V \quad (6.3)$$

donde el vector de flujo es:

$$\vec{F} = \bar{\alpha} (G \nabla \omega) + \bar{\beta} (\omega \vec{v}); \quad \bar{\alpha}, \bar{\beta}, \text{ promedios en } V_i \quad (6.4)$$

por el teorema de la divergencia:

$$\int_{V_i} \frac{\partial \omega}{\partial t} dV_i = \int_{S_i} \vec{F} \cdot \vec{n} dS_i + \int_{V_i} q dV_i \quad (6.5)$$

en la cual S_i representa la frontera que contiene o delimita al elemento volumétrico V_i . Cada S_i puede subdividirse en M_i intercaras A_{ij} que la separan de las demás fronteras:

$$S_i = \bigcup_{j=1}^{M_i} A_{ij}; \quad \text{con: } S_i \cap S_j = 0; \quad i \neq j \quad (6.6)$$

de esta manera la integral de superficie puede escribirse como la suma de integrales de las áreas interfaciales A_{ij} que conforman S_i :

$$\int_{S_i} \vec{F} \cdot \vec{n} dS_i = \sum_{j=1}^{M_i} \int_{A_{ij}} \vec{F} \cdot \vec{n}_j dA_{ij} \quad (6.7)$$

La aplicación del teorema del valor medio implica:

$$\frac{\partial \bar{\omega}}{\partial t} \cdot V_i = \sum_{j=1}^{M_i} \bar{F}_{ij}^n A_{ij} + \bar{q} V_i \quad (6.8)$$

ecuación válida en cada volumen arbitrario V_i dentro de los rangos de validez de los teoremas involucrados. Las barras superiores indican valores promedio en cada V_i .

Las condiciones de aplicabilidad del teorema del valor medio para integrales (Haaser, 1970) exigen que el interior del espacio V_i (sin la frontera) sea un conjunto conexo. Esta condición lleva implícito un criterio para discretizar el volumen total continuo V : los elementos a emplearse en DFI deben ser figuras poliédricas, todos ellos conexos.

El tercer paso en el método DFI es aproximar la ecuación anterior tanto en el espacio como en el tiempo. El vector de flujo F comunmente se deriva de un gradiente, por tanto F_{ij}^n , la componente normal de F a través de las intercaras, es una derivada en la dirección perpendicular a cada intercara A_{ij} . Considerando el primer miembro de F , ecuación (6.4), el flujo en dirección normal es:

$$\overline{F_{ij}^n} = \overline{\alpha_1 G_1} \frac{d\omega_1}{dn_j} \approx \overline{\alpha_1 G_{1j}} \frac{\omega_j - \omega_1}{d_i + d_j} \quad (6.9)$$

donde G_{ij} es un valor promedio apropiado de G en la intercara entre V_i y V_j . Si se exige continuidad en el flujo al pasar de uno a otro volumen: $1/G_{ij} = (d_i/G_i + d_j/G_j)/(d_i+d_j)$, con d_i y d_j siendo las distancias desde el centro de cada volumen a la intercara común. Sustituyendo (6.9) en (6.8):

$$\frac{\partial \overline{\omega_i}}{\partial t} = \sum_{j=1}^M \Omega_{ij} (\omega_j - \omega_i) + q_i; \text{ con: } \Omega_{ij} = \frac{\overline{\alpha_1 G_{1j}} A_{1j}}{V_i (d_i + d_j)} \quad (6.10)$$

el coeficiente local Ω_{ij} representa una "difusividad" generalizada de ω al irse propagando en cada V_i .

Para la discretización en tiempo sea $\delta^k t = t^{k+1} - t^k$ el vector de intervalos de tiempos considerados. Un algoritmo general estable para ésta discretización es:

$$\omega_i^{k+1} - \omega_i^k = \sum_{j=1}^{M_i} \Omega_{ij} [\theta (\omega_j^{k+1} - \omega_i^{k+1}) + (1-\theta) (\omega_j^k - \omega_i^k)] [\delta^k t + q_i^k]; \quad \forall i=1 \quad (6.11)$$

con: $0 \leq \theta \leq 1$. Si $\theta = 0$, el algoritmo es totalmente explícito y la fórmula anterior es un conjunto simple de ecuaciones algebraicas, válido si los cambios de las propiedades en V son suaves. Si $\theta = 1/2$, se tiene un esquema de Crank-Nicholson para cambios más severos. En general, para $\theta > 1/2$ el algoritmo es incondicionalmente estable, pudiendo emplearse $\delta^k t$ grandes o pequeños. Sin embargo, estas magnitudes son relativas al tipo de problema considerado, afectadas tanto por el valor de G_{ij} como de $q_i(t^k)$. Dependiendo del modo de aproximación en el tiempo que se use, para $\theta > 0$ surgirá siempre un sistema lineal con el vector de incógnitas w_i^{k+1} en cada tiempo t^{k+1} . Las condiciones de no-flujo a través de algunos elementos o bien, coeficientes no-lineales con cambios de fase, generan matrices con huecos (ceros), dando lugar a matrices de difícil manejo. Para la solución del sistema lineal resultante, grande y disperso, se requiere un algoritmo que permita rapidez y estabilidad en el cálculo, con ahorro en tiempo de ejecución y en memoria requerida.

6.2 Aplicación del método DFI a sistemas geotérmicos

La técnica DFI anteriormente descrita puede aplicarse, entre otros problemas, al flujo simultáneo de fluido y calor en yacimientos geotérmicos. Las ecuaciones gobernantes respectivas (5.1) tienen la forma general (6.5) y pueden expresarse como:

$$\frac{D}{Dt} \int_{V_n} M^{(\kappa)} dV = \int_{\tau_n} F^{(\kappa)} \cdot n d\tau + \int_{V_n} q^{(\kappa)} dV \quad (6.12)$$

con $\kappa=1,2,3$ donde $\kappa=1$ denota agua, $\kappa=2$ bióxido de carbono y $\kappa=3$ energía. La discretización en el espacio de la ecuación (6.12) por introducción de promedios volumétricos apropiados, conduce a la siguiente forma discreta (6.13) y (6.14):

$$\int_{V_n} M dV = V_n M_n \quad (6.13)$$

donde M denota masa o energía y M_n es el valor medio de M sobre V_n . La integral de superficie se expresa como una suma discreta de valores medios de los flujos normales atravesando el segmento de superficie A_{nm} :

$$\int_{\tau_n} F \cdot n d\tau = \sum_m A_{nm} F_{nm} \quad (6.14)$$

el flujo másico se expresa mediante la ley de Darcy, ecuación (5.5), en términos de los valores medios de los parámetros en los elementos V_n y V_m , esta es:

$$F_{\beta, nm} = -K_{nm} \left[\frac{k_{r\beta} \rho_{\beta}}{\mu_{\beta}} \right]_{nm} \left[\frac{P_{\beta, n} - P_{\beta, m}}{D_{nm}} - \rho_{\beta, nm} g_{nm} \right] \quad (6.15)$$

donde los subíndices (nm) denotan valores en la intercara (nm), basados en los valores medios de los parámetros en cada uno de los elementos de volumen que conforman la intercara. Lo anterior requiere (Pruess y Narasimhan, 1985) distintos procedimientos para parámetros diferentes (promedios factibles), como por ejemplo, interpolación espacial, factor de peso, etc. D_{nm} es la distancia entre los puntos nodales n y m ubicados en el centro de cada elemento de volumen; por último, g_{nm} es la componente de la aceleración gravitacional en la intercara (nm) en la dirección desde m a n .

Sustituyendo las ecuaciones (6.13) y (6.14) en la ecuación general (6.12) se obtiene un grupo de ecuaciones diferenciales ordinarias de primer orden en tiempo:

$$\frac{dM_n^{(k)}}{dt} = \frac{1}{V_n} \sum_m A_{nm} F_{nm}^{(k)} + Q_n^{(k)} \quad (6.16)$$

La discretización en tiempo es implícita en forma de diferencias finitas de primer orden, involucrando los términos de flujo y fuentes/sumideros en el nivel de tiempo más reciente $t^{k+1} = t^k + \delta t$. Esto permite obtener (Peaceman, 1977) la estabilidad numérica necesaria para un cálculo eficiente de flujo multifásico. La discretización en tiempo resulta en el siguiente grupo de ecuaciones algebraicas, acopladas, no lineales:

$$R_n^{(\kappa) k+1} \equiv M_n^{(\kappa) k+1} - M_n^{(\kappa) k} - \frac{\Delta t}{V_n} \left\{ \sum_m A_{nm} F_{nm}^{(\kappa) k+1} + V_n Q_n^{(\kappa) k+1} \right\} = 0 \quad (6.17)$$

Para N bloques o elementos de volumen V_n de la malla numérica, las ecuaciones (17) representan un sistema de $(NK+1)N$ ecuaciones algebraicas, siendo NK el número de fases (NK=2, es este caso). El sistema es no lineal y acoplado. La no linealidad se presenta en la ecuación de transferencia de energía por los cambios de orden de magnitud en los parámetros durante las transiciones de fase y por las propiedades no lineales del material rocoso (como permeabilidades relativas y presiones capilares). El acoplamiento

es a consecuencia de la interdependencia de los flujos de masa y energía. Estas características hacen necesaria una solución simultánea de las ecuaciones de balance, tomando en cuenta todos los términos de acoplamiento. Para manejar las no linealidades es recomendable el empleo de la técnica Newton/Raphson. Las variables desconocidas son las $3N$ variables primarias independientes las cuales definen completamente el estado termodinámico del sistema de flujo en el nivel de tiempo t^{k+1} . Para cada elemento de volumen existen tres variables primarias, la elección de las cuales depende de las fases presentes de acuerdo a la siguiente tabla:

TABLA 6-1 VARIABLES TERMODINAMICAS PRIMARIAS

# de fases	variable # 1	variable # 2	variable # 3
fase simple	P-presión (Pa)	T-temperatura(°C)	X-frac.mas.CO ₂
dos fases	P (Pa)	S _g -sat. de gas	T (°C)

El procedimiento iterativo Newton/Raphson es como se describe a continuación. Denotando las variables primarias colectivamente como $(x_i; i=1, \dots, 3N)$, expandiendo a primer orden los residuales en el índice de iteración p y demandando que los residuales $R_n^{(k)k+1}$ en las ecuaciones (17) sean cero en el índice de iteración $p+1$, se tiene:

$$R_n^{(\kappa)k+1}(X_{i,p+1}) = R_n^{(\kappa)k+1}(X_{i,p}) + \sum_j \frac{\partial R_n^{(\kappa)k+1}}{\partial X_i} \Big|_p (X_{i,p+1} - X_{i,p}) = 0 \quad (6.18)$$

representando un sistema de $3N$ ecuaciones lineales acopladas para los incrementos $(x_{i,p+1} - x_{i,p})$. Este sistema puede resolverse con un algoritmo directo eficiente como el desarrollado por Duff (1977) que almacena únicamente coeficientes de la matriz diferentes de cero. Todas las derivadas $\partial R_n / \partial x_i$ en la matriz jacobiana pueden evaluarse numéricamente. El criterio de convergencia establecido es:

$$\left| \frac{R_{n,p+1}^{(\kappa)k+1}}{M_{n,p+1}^{(\kappa)k+1}} \right| \leq \epsilon_1 \quad (6.19)$$

Si no se obtiene convergencia dentro de un cierto número de iteraciones globales, se reduce el tamaño de la etapa de tiempo δt iniciándose un nuevo proceso de iteración.

La información geométrica requerida por (6.17) consiste, por un lado, de los volúmenes V_n de cada elemento de la malla numérica y por el otro, lo referente a intercaras entre elementos, es decir, áreas interfaciales A_{nm} , distancias internodales D_{nm} y componentes

g_{nm} del vector de aceleración gravitacional. No existe referencia a un sistema global de coordenadas, o a la dimensionalidad de un problema particular. Las ecuaciones son válidas tanto para geometrías regulares como para irregulares, en una, dos o tres dimensiones. La precisión de las soluciones depende de la precisión con que los diversos parámetros interfaciales puedan expresarse en términos de condiciones medias en los elementos. Una condición suficiente para que esto sea posible es que exista equilibrio termodinámico aproximado en todos los elementos, en todos los tiempos (Pruess y Narasimhan, 1985). Para mallas regulares referidas a coordenadas globales (tales como $r-z$ o $x-y-z$), el sistema de ecuaciones (6.17) es idéntico a una formulación convencional de diferencias finitas (Peaceman, 1977). De hecho el método DFI acarrea los mismos problemas de difusión y dispersión numérica presentes en el método de diferencias finitas. El error de truncamiento, por involucrar diferencias finitas de primer orden, es del orden de la distancia internodal D_{nm} .

Resumiendo, el método numérico descrito consiste en: a) DFI para la discretización espacial de las ecuaciones gobernantes; b) diferencias finitas de primer orden y una formulación implícita en tiempo para obtener estabilidad numérica y tolerancia en la etapa de tiempo; c) solución simultánea de las ecuaciones así discretizadas e iteración Newton-Raphson para manejar las no linealidades; d) por último, inversión eficiente de las matrices originadas en cada iteración Newton-Raphson.

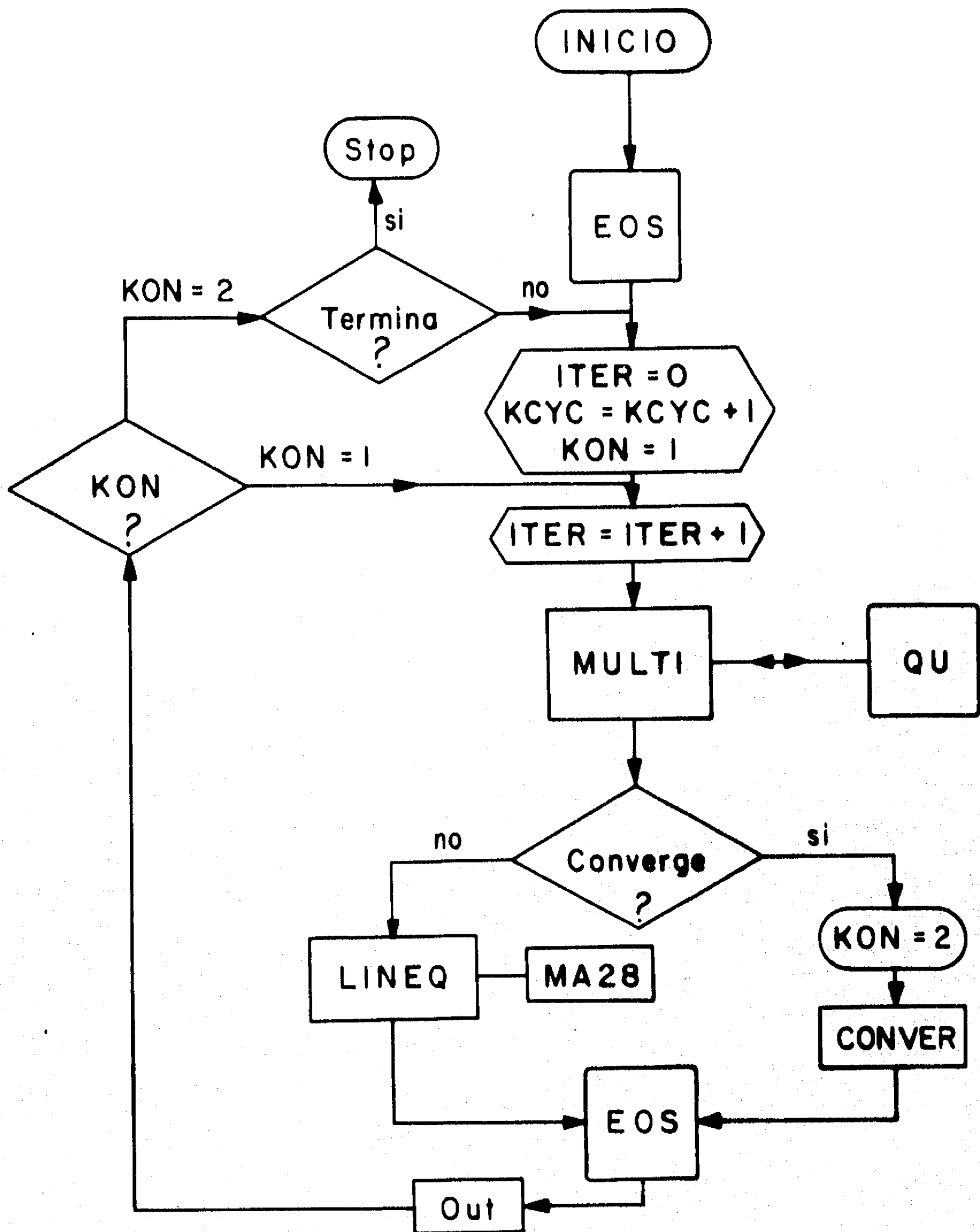
6.3 Estructura del simulador geotérmico BIOX.

La metodología descrita combina el método DFI, Newton-Raphson e inversión de matrices, para la solución numérica de las ecuaciones gobernantes del transporte de masa y energía de los yacimientos geotérmicos; ecuaciones (5.1). Constituye el soporte de los simuladores geotérmicos más conocidos como es el caso del simulador comercial SHAFT79 (Pruess y Schroeder, 1980) en el cual se considera agua pura bifásica como el fluido geotérmico, y del simulador MULKOM (Pruess, 1988) que involucra además la presencia de CO_2 o de NaCl . SHAFT79 ha sido la herramienta de numerosos estudios geotérmicos efectuados hasta la actualidad y el MULKOM se encuentra aún en etapa de investigación. Un yacimiento conteniendo una mezcla $\text{H}_2\text{O}-\text{CO}_2$ difiere de un sistema de agua pura en únicamente dos aspectos: por un lado, una ecuación de balance de masa adicional y por el otro, propiedades termofísicas, de transporte y termodinámicas diferentes. El Departamento de Geotermia del Instituto de Investigaciones Eléctricas dispone del simulador SHAFT79 y de un simulador para mezclas agua-aire denominado TOUGH también con las mismas características. Esto permite aprovechar la estructura básica, y modular, de ambos simuladores, para implementar un nuevo simulador geotérmico para mezclas agua-bióxido de carbono. Como parte de la presente tesis se implementó el simulador denominado BIOX para mezclas bifásicas $\text{H}_2\text{O}-\text{CO}_2$, aplicable hasta temperaturas de 350°C y presiones del orden de 500 bar. En este simulador se incluye la metodología numérica anteriormente

descrita, involucrando la formulación matemática presentada en el CAPITULO V (Moya et al., sometido) y el modelo termodinámico de solubilidad desarrollado (Moya e Iglesias, 1992), CAPITULO IV. Para facilitar la interpretación de los resultados generados por BIOX se le implementó un archivo de salida indexado y se elaboró un programa interactivo, LAIGAGBIOX, que selecciona y procesa la información requerida por el usuario. LAIGAGBIOX tiene la misma estructura del programa LAIGAG (Moya, 1989).

La figura 6-2 presenta el diagrama de flujo correspondiente al programa principal del simulador BIOX. El módulo o subrutina INICIO consiste en la lectura del archivo de datos INPUT y en la generación de la malla numérica en una dos o tres dimensiones. En INPUT se establecen las características geométricas y las condiciones iniciales de cada elemento de volumen con el formato mostrado en la figura 6-3 y la nomenclatura explicada en el APENDICE I. Se establecen además las propiedades termofísicas de la roca geotérmica contenida en cada elemento de volumen y las condiciones iniciales y de frontera del sistema geotérmico. Mediante el módulo EOS (ecuación de estado, "Equation Of State") se calculan las propiedades termodinámicas y de transporte de la mezcla binaria con la formulación propuesta (CAPITULO V), se diagnostican transiciones de fase y se predice la solubilidad del CO₂ en agua con el modelo termodinámico desarrollado (CAPITULO IV). Una descripción detallada de EOS se presenta en el APENDICE II.

Fig. 6-2. Diagrama de Flujo* simplificado del programa BIOX



ITER contador de iteraciones
 KCYC contador de etapas de tiempo
 KON bandera de convergencia

117 bis

* El programa BIOX tiene la misma estructura básica de los simuladores geotérmicos SHAFT79 (para agua pura) y de TOUGH (para mezclas agua-aire).

Fig. 6-3. Formato del archivo INPUT *

TITLE															
ROCKS															
MAT	NAD	DROM		POR	PER(1)	PER(2)	PER(3)	CWET		SPHT					
COM		EXPAN		CORY	TORTX										
IRP	<input type="checkbox"/>	RP(1)		RP(2)	RP(3)	RP(4)	RP(5)	RP(6)		RP(7)					
ICP	<input type="checkbox"/>	CP(1)		CP(2)	CP(3)	CP(4)	CP(5)	CP(6)		CP(7)					
PARAM															
NOI	TE	DATA	MCYC	MSEC	MCYPR	MOP(I), I=1, 24				DIFF0	TEXP				
TSTART		TIMAX		DELTEM 0-NDLT		DELTMX		ELST	<input type="checkbox"/>	GF	REDLT		SCALE		
DLT(1)		DLT(2)		DLT(3)						DLT(M)					
										(M=8·NDLT)					
RE1		RE2		U		WUP		WNR		DFAC					
DEP(1)				DEP(2)				DEP(3)							
RPCAP (opcional)															
IRP	<input type="checkbox"/>	RP(1)		RP(2)	RP(3)	RP(4)	RP(5)	RP(6)		RP(7)					
ICP	<input type="checkbox"/>	CP(1)		CP(2)	CP(3)	CP(4)	CP(5)	CP(6)		CP(7)					
TIMES (opcional)															
ITI	ITE	DELAF		TINTER											
TIS(1)		TIS(2)		TIS(3)						TIS(ITI)					
ELEM															
EL	NE	NSEQ	NADO	MA1	MA2	VOLX									
CONNE															
EL1	NE1	EL2	NE2	NSEQ	NAD1	NAD2	ISOT	D1	D2	AREAX		DETAX			
GENER															
EL	NE	SL	NS	NSEQ	NADO	NADS	LTAB	<input type="checkbox"/>	TYPE	ITAB	GX	EX	NS		
F1(1)		F1(2)						F1(LTAB)							
F2(1)		F2(2)						F2(LTAB)							
F3(1)		F3(2)						F3(LTAB)							
INCON															
EL	NE	NSEQ	NADO	PORX											
X1				X2				X3							
START (opcional)															
ENDCY															

* El formato de este archivo de entrada es el mismo que el utilizado para el simulador TOUGH.

Fig. 6-3. Formato del archivo INPUT *

TITLE												
ROCKS												
MAT	NAD	DROK	POR	PER(1)	PER(2)	PER(3)	CWET	SPHT				
COM		EXPAN	CORY	TORTX								
IRP	<input type="checkbox"/>	RP(1)	RP(2)	RP(3)	RP(4)	RP(5)	RP(6)	RP(7)				
ICP	<input type="checkbox"/>	CP(1)	CP(2)	CP(3)	CP(4)	CP(5)	CP(6)	CP(7)				
PARAM												
NOTE	KDATA	MCYC	MSEC	MCYPR	MOP(I), I=1, 24			DIFF0	TEMP			
TSTART		TIMAX	DELTEM 0 - NDLT		DELTMX	ELST	<input type="checkbox"/>	GF	REDLT	SCALE		
DLT(1)		DLT(2)	DLT(3)					DLT(M)	(M=0 - NDLT)			
RE1	RE2	U	WUP	WNR	DFAC							
DEP(1)			DEP(2)			DEP(3)						
RPCAP (opcional)												
IRP	<input type="checkbox"/>	RP(1)	RP(2)	RP(3)	RP(4)	RP(5)	RP(6)	RP(7)				
ICP	<input type="checkbox"/>	CP(1)	CP(2)	CP(3)	CP(4)	CP(5)	CP(6)	CP(7)				
TIMES (opcional)												
ITI	ITE	DELAJ	TINTER									
TIS(1)		TIS(2)	TIS(3)			TIS(ITI)						
ELEM												
EL	NE	NSEQ	NADO	MA1	MA2	VOLX						
CONNE												
EL1	NE1	EL2	NE2	NSEQ	NAD1	NAD2	ISOT	D1	D2	AREAX	BEYAX	
GENER												
EL	NE	SL	NS	NSEQ	NADO	NADS	LTAB	<input type="checkbox"/>	TYPE	EX	EX	NS
F1(1)		F1(2)		F1(LTAB)								
F2(1)		F2(2)		F2(LTAB)								
F3(1)		F3(2)		F3(LTAB)								
INCON												
EL	NE	NSEQ	NADO	PORX								
X1			X2			X3						
START (opcional)												
ENDCY												

* El formato de este archivo de entrada es el mismo que el utilizado para el simulador TOUGH.

En la etapa de tiempo siguiente, se calculan los residuales de las ecuaciones gobernantes (5.1) mediante el módulo MULTI, habiendo incluido, en su caso, las contribuciones de fuentes y sumideros (módulo QU). La convergencia se obtiene cuando el máximo residual es menor que algún valor especificado. Si se obtiene convergencia (KON=2), se actualizan las variables primarias (TABLA 6-1) con el módulo CONVER. En caso contrario, se procede a computar nuevos valores para estas variables aplicando la técnica Newton-Raphson, módulo LINEQ, y el algoritmo numérico comercial MA28 (Duff, 1977) para la inversión eficiente de las matrices generadas. Este algoritmo conforma una descomposición LU con pivoteo parcial y sustitución hacia atrás (variante de la eliminación Gaussiana). Todos los parámetros son actualizados para los últimos valores de las variables primarias y se procede a la iteración subsiguiente. Si existe problema en resolver las ecuaciones lineales, o en el valor de los parámetros termodinámicos, o en la convergencia dentro de un número dado de iteraciones, se repite la etapa de tiempo disminuyendo el incremento de tiempo δt . La simulación prosigue hasta que se cumple un determinado criterio (número de etapas de tiempo, tiempo de máquina, tiempo físico). Cuando esto sucede, la información básica generada se almacena en un módulo SAVE (no mostrado en el diagrama) el cual permite reiniciar el problema de una manera simple. En el módulo OUTIND (no mostrado) se almacena en forma indexada toda la información posible para cada elemento de volumen de la malla numérica y para todos los tiempos de la simulación transitoria. El archivo indexado OUTIND permite,

mediante el empleo del programa interactivo LAIGAGBIOX, procesar e interpretar de manera rápida, la información requerida por el usuario. Cuando un estudio geotérmico dado conlleva una secuencia repetitiva de selección de información, una versión modificada de LAIGAGBIOX, no interactiva, permite obtener la información deseada de manera directa.

FALTA PAGINA

No. 22 a la 29

**PRODUCTIVIDAD MASICA Y TERMICA DE YACIMIENTOS GEOTERMICOS
CON BIOXIDO DE CARBONO**

Ha sido de creciente interés en la industria geotérmica (CAPITULO I), el monitoreo y estudio de la entalpía y contenido de CO₂ fluyentes en los pozos geotérmicos y su relación con los parámetros termofísicos y de transporte del sistema roca-fluido del yacimiento. En este capítulo se presenta una metodología para estimar la contribución del yacimiento a las productividades másica y térmica de los pozos geotérmicos. La metodología está basada en el empleo de "curvas de referencia" que relacionan las productividades másica y térmica de los pozos con la presión en la interfase pozo-yacimiento, para diferentes parámetros del sistema roca-fluido del yacimiento geotérmico.

Gilbert (1954) fue el primero en proponer métodos de análisis de pozos mediante el empleo de "curvas de referencia" o curvas IPR's (Inflow Performance Relationships). Vogel (1968) obtuvo numéricamente las IPR's para yacimientos aceite-gas considerando flujo isotérmico, es decir, sin transferencia de calor. Para todos

los casos estudiados Vogel demostró que normalizando los flujos másicos de la producción con el flujo máximo posible y la presión con la presión media del yacimiento, se obtienen curvas IPR's adimensionales que se agrupan estrechamente. Esto le permitió proponer su famosa "curva de referencia adimensional" para predecir productividades másicas de yacimientos petroleros.

El uso de IPR's para predecir productividades ha sido muy difundido en la industria petrolera desde hace más de veinte años para yacimientos de aceite y gas (productividad másica únicamente). Se pretende, a mediano plazo, que la industria geotérmica pueda disponer de curvas similares con las cuales, además de la productividad másica, pueda estimarse de manera confiable, la productividad térmica inherente a los yacimientos geotérmicos. En este trabajo se demuestra que es posible obtener curvas de referencia adimensionales para el complejo problema geotérmico. Se proponen dos curvas de referencia adimensionales, una para productividad másica (curva IPR) y la otra para productividad térmica (curva GIPR, Geothermal Inflow Performance Relationships). Con el empleo de estas curvas y mediante unas cuantas mediciones de campo, es posible estimar las productividades de los pozos geotérmicos, independientemente de los parámetros del yacimiento. Se espera que las curvas propuestas lleguen a ser de utilidad práctica en la industria geotérmica.

8.1 Metodología propuesta

Se considera el caso, de gran importancia práctica, de flujo bifásico radial hacia un pozo, en un sistema roca-fluido constituido de roca porosa homogénea y de agua bifásica con bióxido de carbono como gas incondensable. Se supone un yacimiento cilíndrico con un radio aproximado de 1000 m. y con 100 m. de espesor, limitado arriba y abajo por formaciones impermeables y adiabáticas. En el centro hay un pozo que atraviesa todo el espesor y que produce vapor geotérmico a una velocidad másica constante. El flujo de fluido en el medio poroso se rige por la ley de Darcy y los mecanismos de transferencia de calor considerados importantes son la convección forzada y la difusión térmica. El efecto de la gravedad (convección natural) se supone despreciable por lo tanto, se considera un flujo radial unidireccional. Se asume equilibrio termodinámico local para todos los tiempos de la simulación transitoria. La malla numérica empleada tiene una distribución nodal $r_n = 0.1(2)^{(n-1)/2}$, denotando mayor fineza en la región adyacente al pozo donde se presentan fuertes gradientes de presión y temperatura.

Los casos estudiados se resumen en la Tabla 8-1 y las propiedades de la formación consideradas constantes se muestran en la tabla 8-2. Cada caso involucra un rango de masa producida acumulada entre 5 y 35% de la masa total del fluido geotérmico inicial (in situ). Las saturaciones residuales son las usuales de

0.3 para el líquido y 0.05 para el vapor, tanto para las permeabilidades relativas del tipo Corey como para las del tipo lineal. Las condiciones iniciales corresponden a yacimientos no perturbados por la producción en estado de líquido comprimido próximo a la ebullición, conteniendo 0.5% en masa de CO_2 . Se analizan dos casos de temperaturas iniciales: 250 y 350°C que implican, al inicio de la producción, presiones parciales de CO_2 de 7 y 4 bar, respectivamente. Las presiones totales correspondientes son de 50 y 170 bar, en concordancia al diagrama de fases líquido-vapor de un sistema binario $\text{H}_2\text{O}-\text{CO}_2$ conteniendo 0.5% masa de CO_2 .

Cada uno de los casos indicados en la Tabla 8-1 se simula numéricamente mediante el empleo del programa BIOX involucrando producción másica constante hasta que la cantidad de masa producida (o masa extraída) alcance un 35% de la masa inicial del fluido geotérmico in-situ. En el transcurso de la simulación transitoria se registra la información de presiones en la interfase pozo-yacimiento y de la entalpía del fluido producido (entalpía fluyente), para los diferentes porcentajes de masa producida acumulada, desde un 5 hasta un 35% del fluido inicial. El procedimiento se repite para diferentes flujos másicos constantes de la producción, desde la condición de yacimiento no perturbado por la producción (flujo másico nulo) hasta la condición de flujo másico máximo posible (presión cero).

Tabla 8-1. casos estudiados

temperatura inicial (°C)	permeabilidad absoluta (mD)	permeabilidad relativa	% de masa producida acumulada
250	10	Corey	5, 10, 15, 20, 25, 35
250	10	lineal	ídem
250	100	Corey	ídem
250	100	lineal	ídem
350	10	Corey	ídem
350	10	lineal	ídem
350	100	Corey	ídem
350	100	lineal	ídem

Tabla 8-2. Propiedades de la formación

porosidad	0.10
densidad	2,700 Kg/m ³
conductividad térmica	2.0 W/m °C
calor específico	1,000 J/Kg °C

FALTA PAGINA

No. ___ a la ___

135

8.2 RESULTADOS Y DISCUSION

8.2.1 Productividad másica

Las figuras (8-1) muestran las curvas IPR (Inflow Performance Relationships) en el orden indicado en la Tabla 8-1. Denotan la relación entre la presión en la interfase pozo-yacimiento y el flujo másico producido, para los diferentes porcentajes de masa producida acumulada. Las curvas presentan un comportamiento no lineal como es lo esperado para flujos bifásicos (Muskat, 1942). Se observan caídas de presión mayores cuanto mayor es el porcentaje de masa producida acumulada, propiciando que los flujos máximos posibles (presión cero) sean menores.

8.2.1.1 Contribución del yacimiento a la productividad másica

Se procede ahora al análisis de la contribución de los distintos parámetros del yacimiento a la productividad másica de los pozos geotérmicos. Para esto se comparan sistemáticamente los resultados obtenidos, en forma de curvas IPR, para todos los casos de la tabla 8-1. Así por ejemplo, el efecto de las permeabilidades relativas de las fases se detecta al comparar las curvas IPR obtenidas para el primer caso de la tabla con las obtenidas para el segundo, las obtenidas para el tercer caso con las del cuarto, etc.

FIG. 8-1.a MEDIO HOMOGENEO CON CO₂

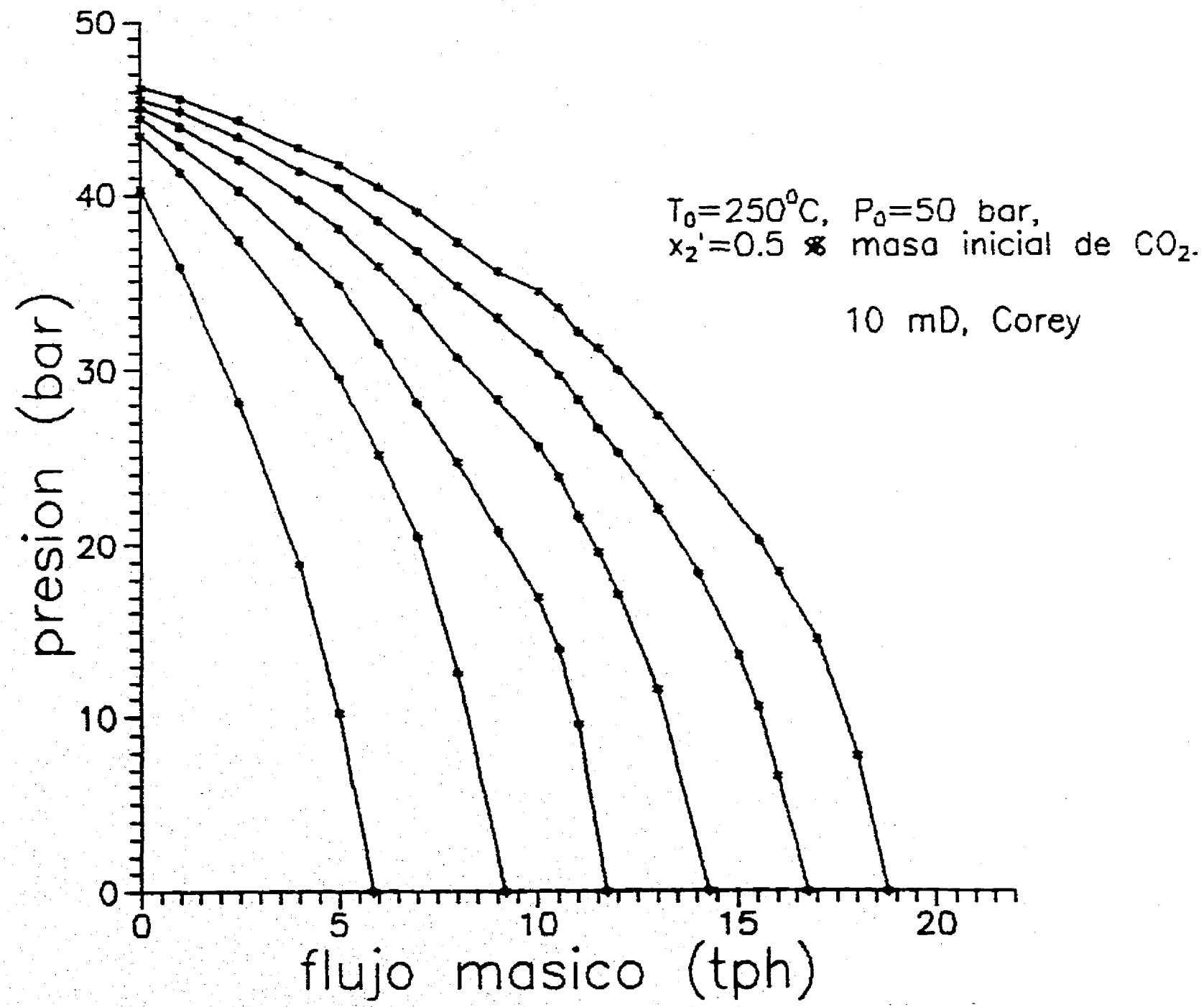


FIG. 8-1.b MEDIO HOMOGENEEO CON CO₂

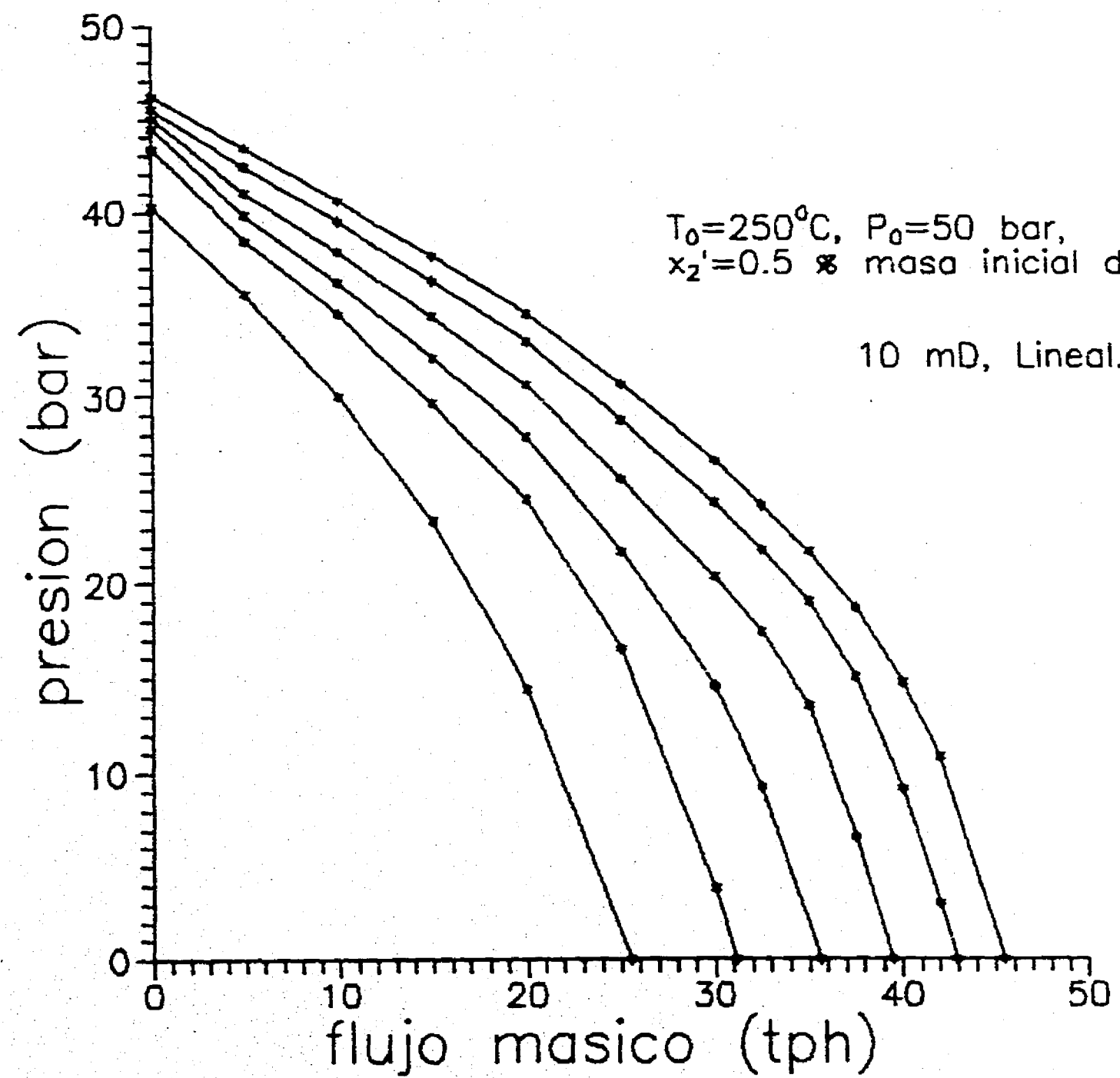


FIG. 8-1.c MEDIO HOMOGENEO CON CO₂

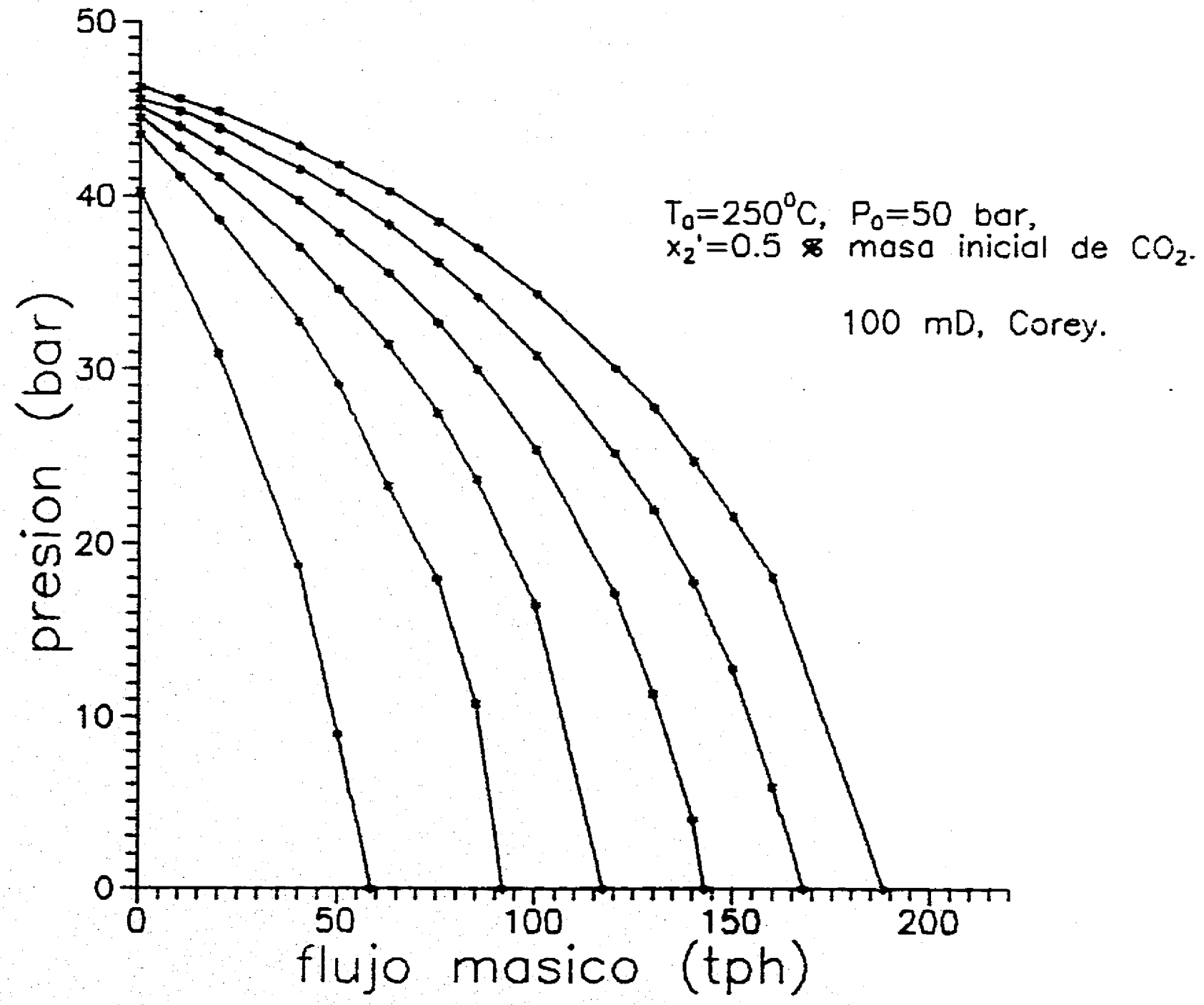


FIG. 8-1.d MEDIO HOMOGENEO CON CO₂

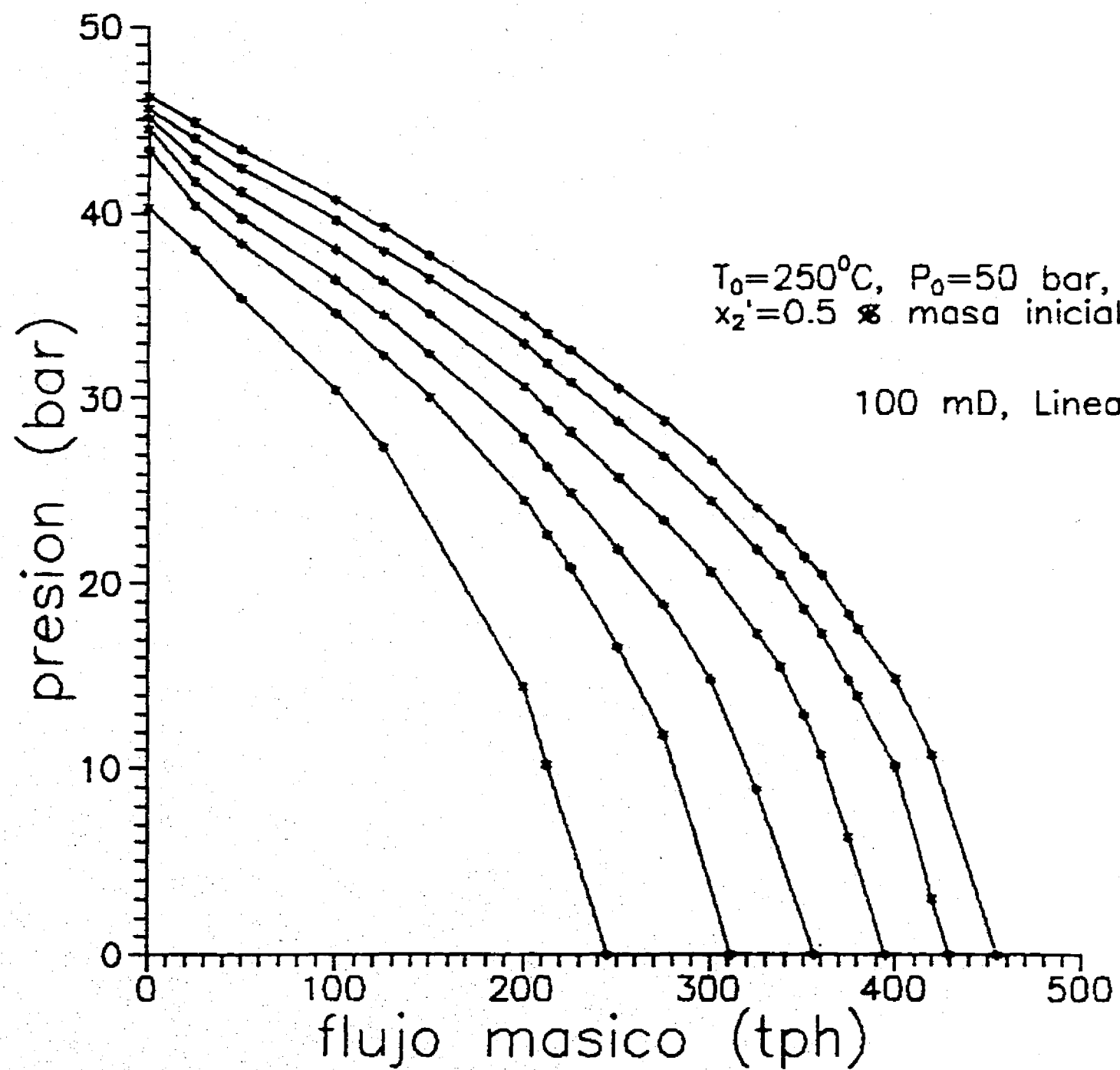


FIG. 8-1.e MEDIO HOMOGNEO CON CO₂

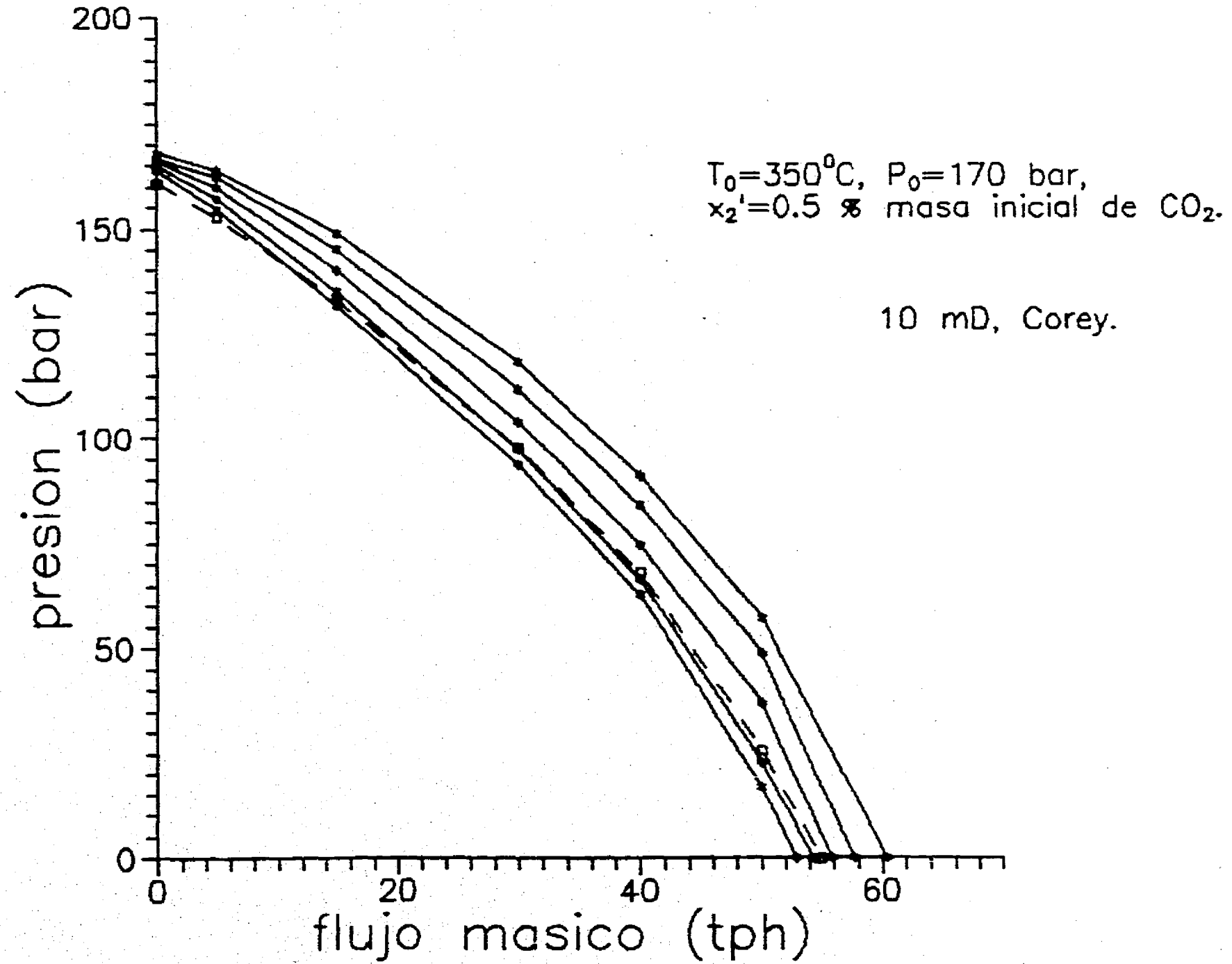


FIG. 8-1.f MEDIO HOMOGENEEO CON CO₂

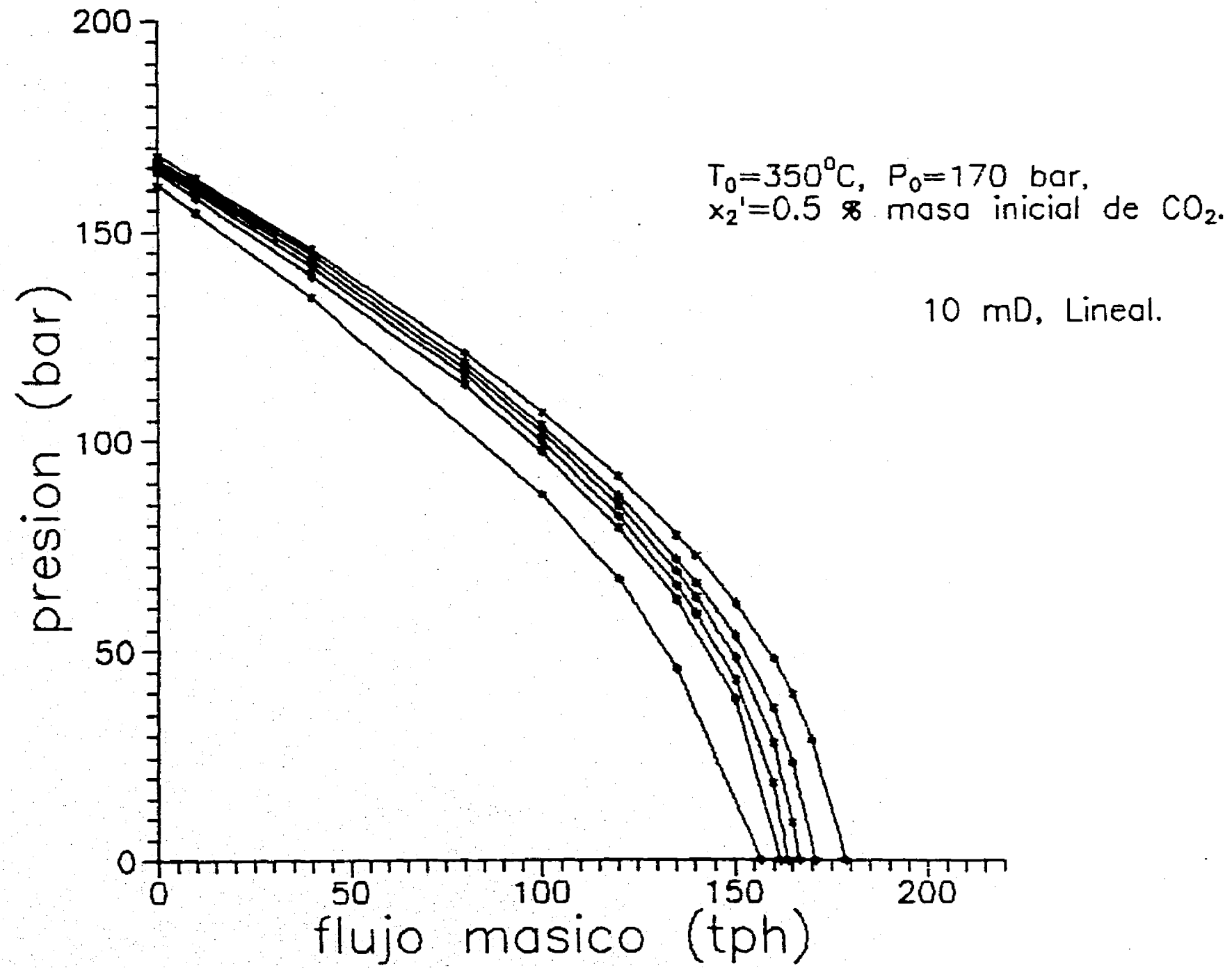


FIG. 8-1.g MEDIO HOMOGENEO CON CO₂

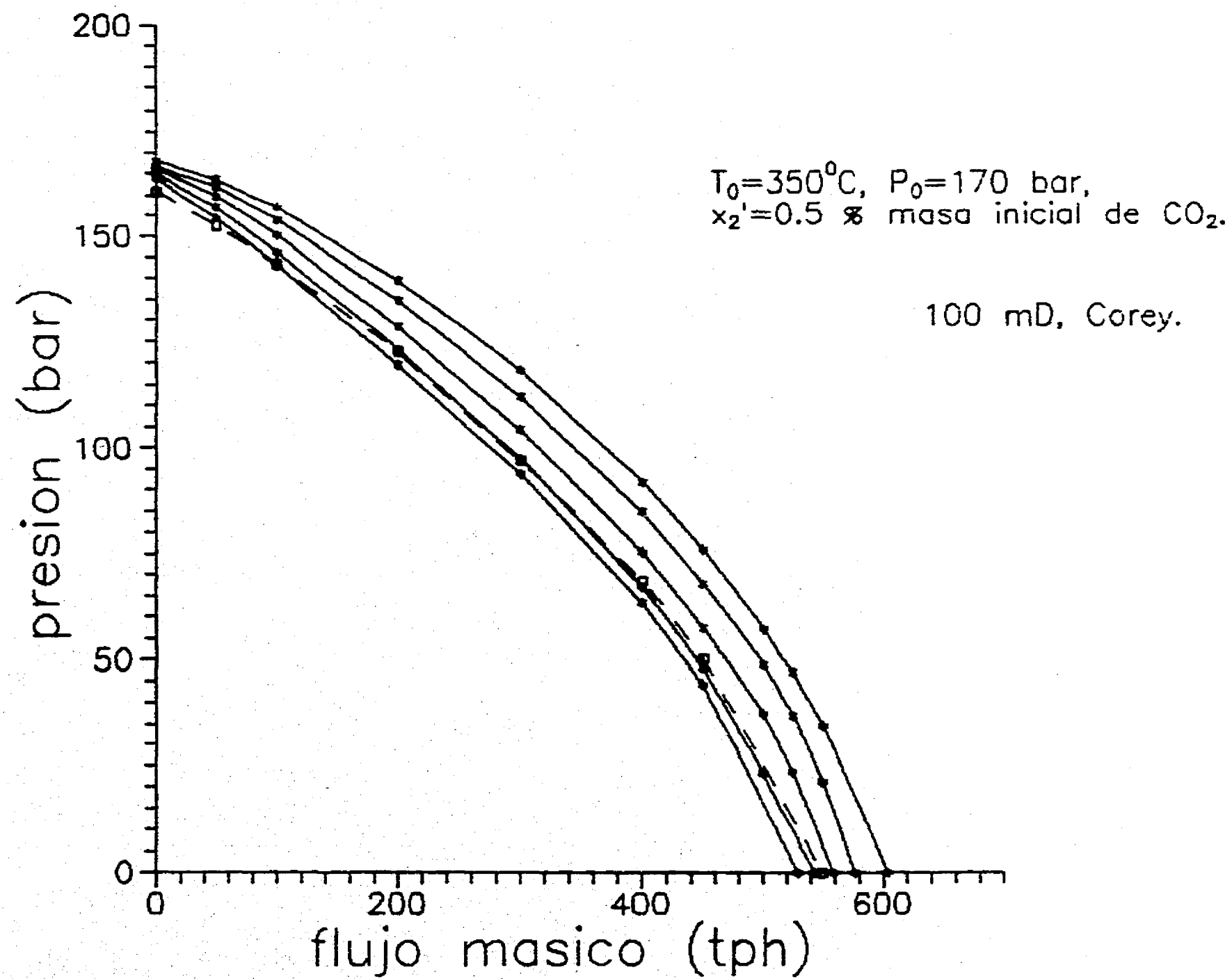
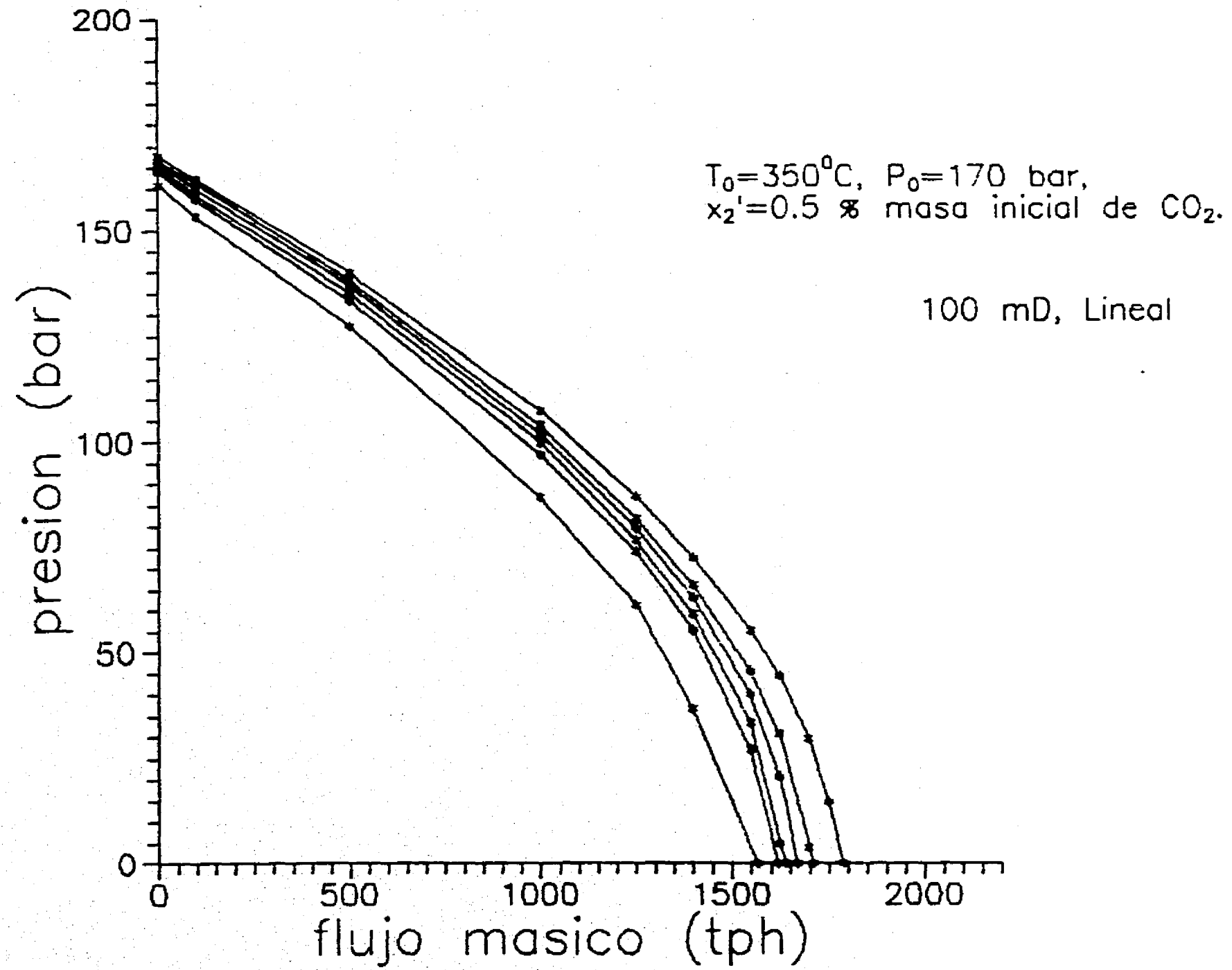


FIG. 8-1.h MEDIO HOMOGENEEO CON CO₂



En cambio, para detectar el efecto de la permeabilidad absoluta de la formación rocosa, se comparan los resultados del primer caso con los del tercero, los del segundo con los del cuarto, los del quinto con los del séptimo y los del sexto con los del octavo. Por último, el efecto de la temperatura inicial del yacimiento se detecta al comparar el primer caso con el quinto, el segundo con el sexto, y así sucesivamente.

Efecto de las permeabilidades relativas de las fases

La funcionalidad supuesta para las permeabilidades relativas líquido-vapor respecto a las saturaciones de las fases (ver página 88), afecta fuertemente la productividad másica de los pozos geotérmicos. Esto se detecta claramente al observar flujos másicos mucho mayores cuando las permeabilidades relativas se suponen con una funcionalidad del tipo lineal que cuando se suponen con una funcionalidad del tipo Corey; independientemente del valor de la permeabilidad absoluta de la formación rocosa (comparar por ejemplo las figuras 8-1.a y 8-1.b). Esto a consecuencia de la suposición implícita de una menor interferencia entre las fases líquida y vapor, para la permeabilidad relativa del tipo lineal, respecto a la del tipo Corey.

Efecto de la permeabilidad absoluta de la formación rocosa

Cuando se comparan los resultados obtenidos (curvas IPR) para 10 y 100 mD, con el mismo tipo de permeabilidad relativa (por ejemplo, figuras 8-1.a y 8-1.c), se hace evidente la importancia que la permeabilidad absoluta tiene sobre la productividad másica de los pozos geotérmicos. A mayor facilidad de flujo a través de la roca geotérmica, la productividad másica es lógicamente, mayor. Cabe resaltar por otra parte, la auto-similaridad obtenida de las curvas IPR's para ambos valores de permeabilidad absoluta, afectadas tan solo por un factor de 10 en los flujos másicos producidos, con independencia del tipo de permeabilidad relativa y de la temperatura inicial del yacimiento. El factor de 10 es el mismo que afecta los valores considerados de permeabilidad absoluta. Este resultado sugiere que los flujos másicos en función de la permeabilidad absoluta, pueden predecirse escalando con el mismo factor que afecta los valores de permeabilidad absoluta.

Efecto de la temperatura inicial del yacimiento

Para analizar el efecto de la temperatura inicial del yacimiento sobre la productividad másica, se comparan las figuras 8-1 (a-d) con las figuras 8-1 (e-h) en forma sistemática. Se observa, en primera instancia, que las productividades son mucho mayores para los casos de temperatura inicial más elevada. Esto a consecuencia de que la presión del sistema también es mayor. Se

observa además que, para 350°C, las caídas de presión ocurren con menor dependencia de la masa producida acumulada, de tal manera, que las curvas se compactan un poco y por consiguiente, el rango de los flujos máximos posibles se reduce. Es importante señalar por otra parte un comportamiento particular que se presenta únicamente cuando la temperatura inicial es de 350°C y la permeabilidad absoluta es del tipo Corey. En estos casos, tanto para 10 como para 100 mD, las curvas para un 35% de masa producida acumulada, tienden a presentar caídas de presión menores que cuando se ha producido un 25%. La razón de esto puede ser la presencia de un flujo de vapor dominante para ese grado de explotación tan avanzado.

8.2.1.2 Modelo adimensional de productividad másica

Se procede ahora a obtener las curvas IPR adimensionales para vislumbrar, al igual que en la industria petrolera, una "curva de referencia" para todos los casos comprendidos en la Tabla 8-1. Normalizando, para cada caso, los flujos másicos de la producción con el flujo máximo posible y la presión con la presión media del yacimiento, se obtienen las curvas IPR's adimensionales, figuras 8-1', en el orden indicado en la Tabla 8-1. En cada caso se observa un estrecho agrupamiento de los datos adimensionales denotando una sólo curva, principalmente para los casos de permeabilidad relativa del tipo lineal. Cuando la permeabilidad relativa es del tipo Corey, los datos correspondientes a un 35% de masa producida

acumulada, se separan ligeramente del comportamiento medio general. Traslapando las figuras 8-1' se aprecia que todos los datos adimensionales se encuentran en una estrecha banda mostrando un comportamiento general uniforme. Esta autosimilaridad permite proponer una sólo curva de referencia, adimensional, para predecir la productividad másica de los yacimientos geotérmicos con bióxido de carbono, independientemente de los parámetros termofísicos y de transporte del yacimiento. La curva que se propone tiene la forma matemática siguiente:

$$W' = 1.00 - 0.256P' - 0.525P'^2 - 0.057P'^3 - 0.156P'^4 \quad (8.1)$$

donde W' y P' denotan flujo másico y presión adimensionales, respectivamente. La expresión difiere de aquella obtenida por Vogel (1968), para yacimientos aceite-gas, en que Vogel utilizó el flujo volumétrico de la fase líquida y no el flujo másico total de la descarga. Las curvas adimensionales obtenidas por Vogel para la industria petrolera se han venido utilizando exitosamente durante las últimas dos décadas para predecir productividades másicas de pozos petroleros. En marcado contraste, la industria geotérmica ha hecho escaso uso de las curvas de influjo, a consecuencia, principalmente, de que se requieren procedimientos numéricos complejos y caros para la solución de las ecuaciones gobernantes. La relación matemática (8.1) es la primera que se propone para

FIG. 8-1'.a MEDIO HOMOGNEO CON CO₂

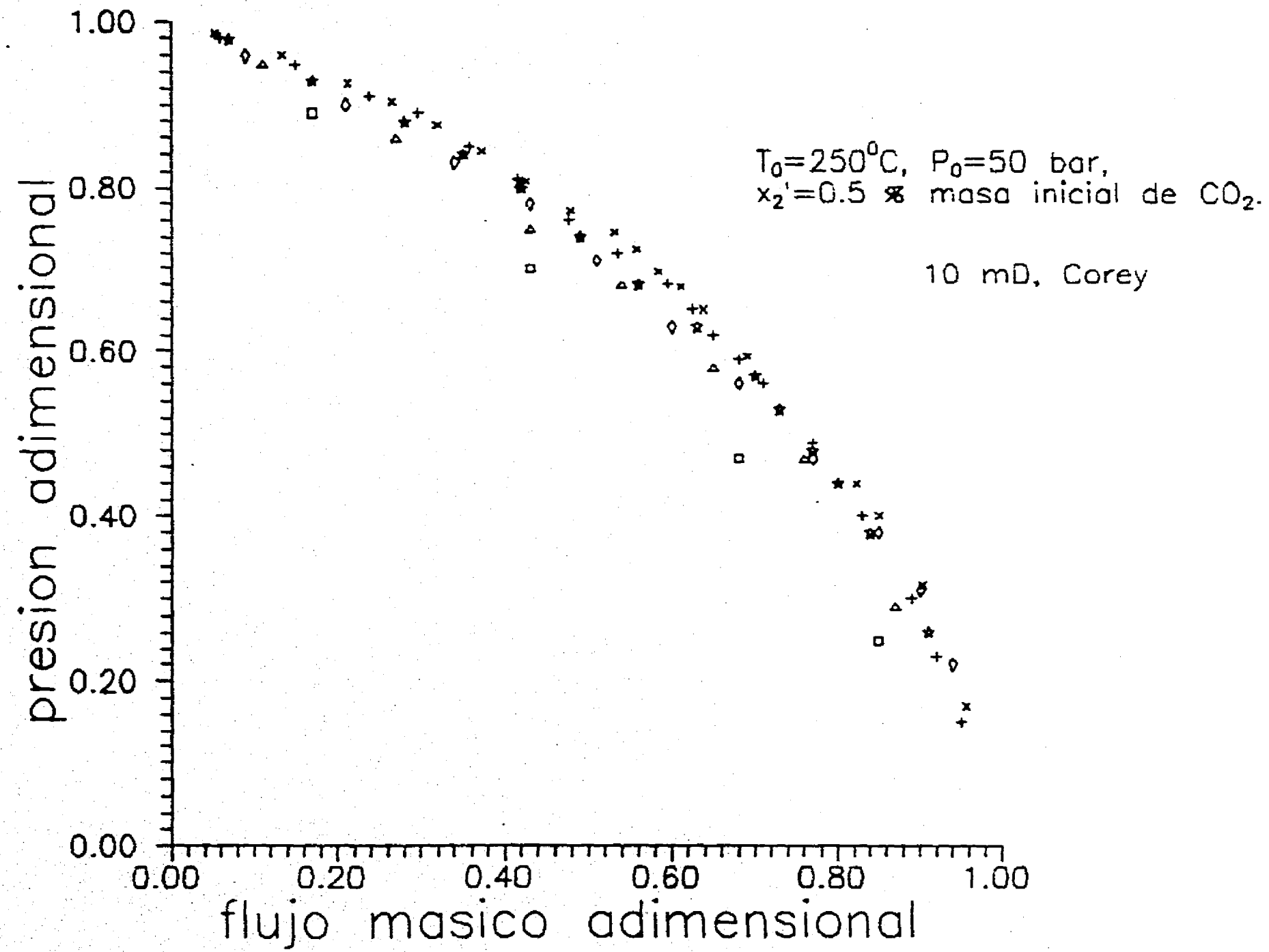


FIG. 8-1'.b MEDIO HOMOGNEO CON CO₂

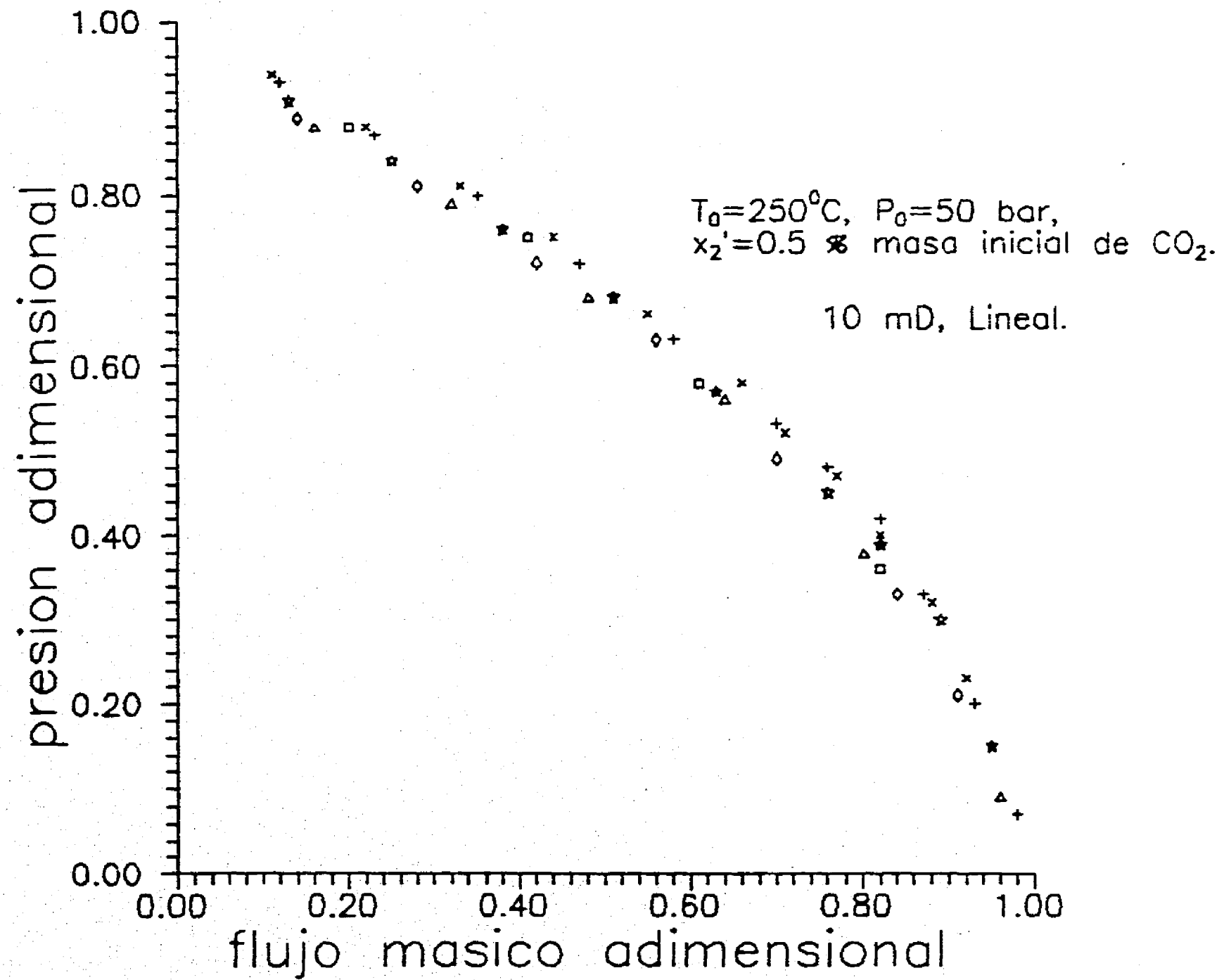


FIG. 8-1'.c MEDIO HOMOGENEO CON CO₂

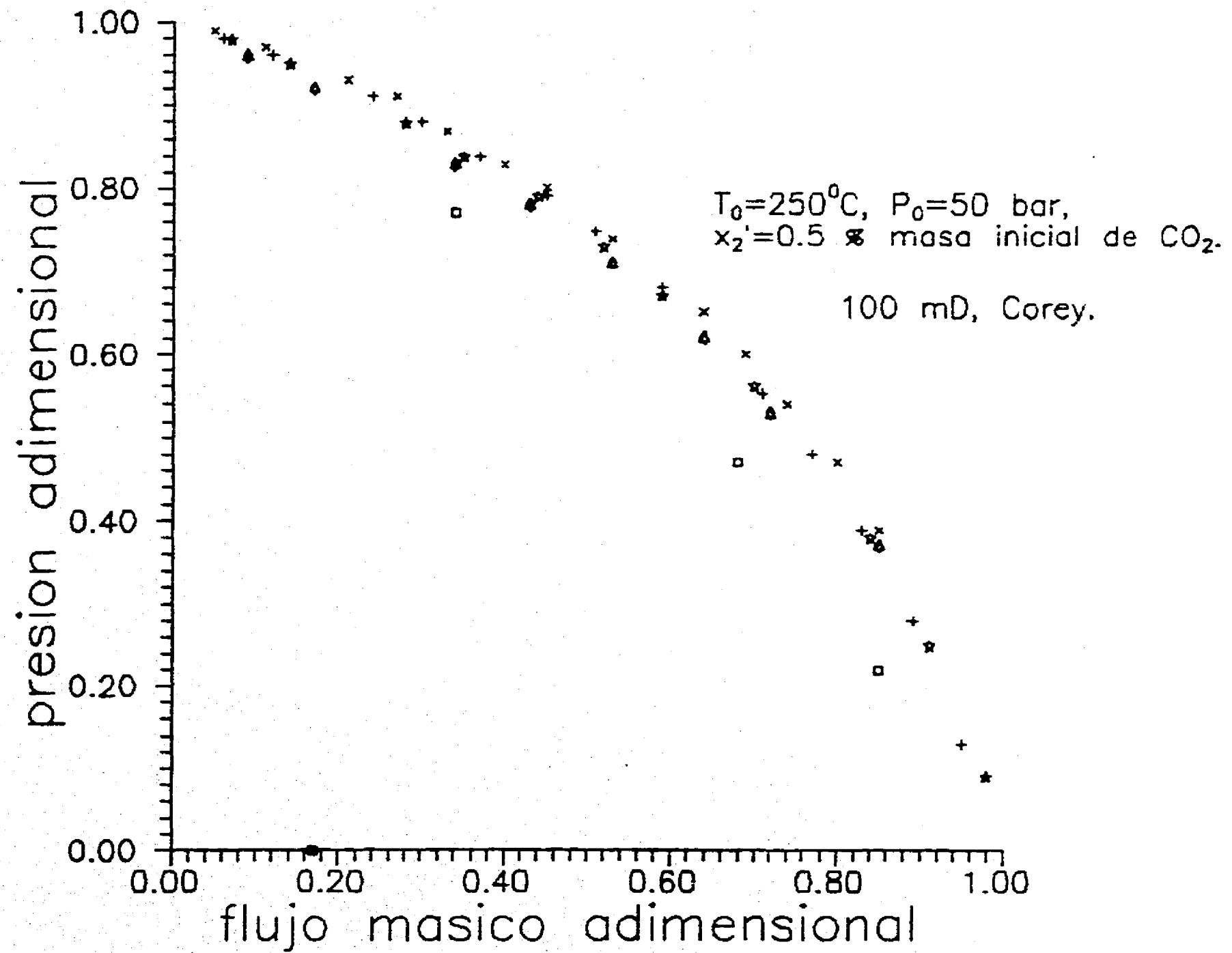


FIG.8-1'.d MEDIO HOMOGNEO CON CO₂

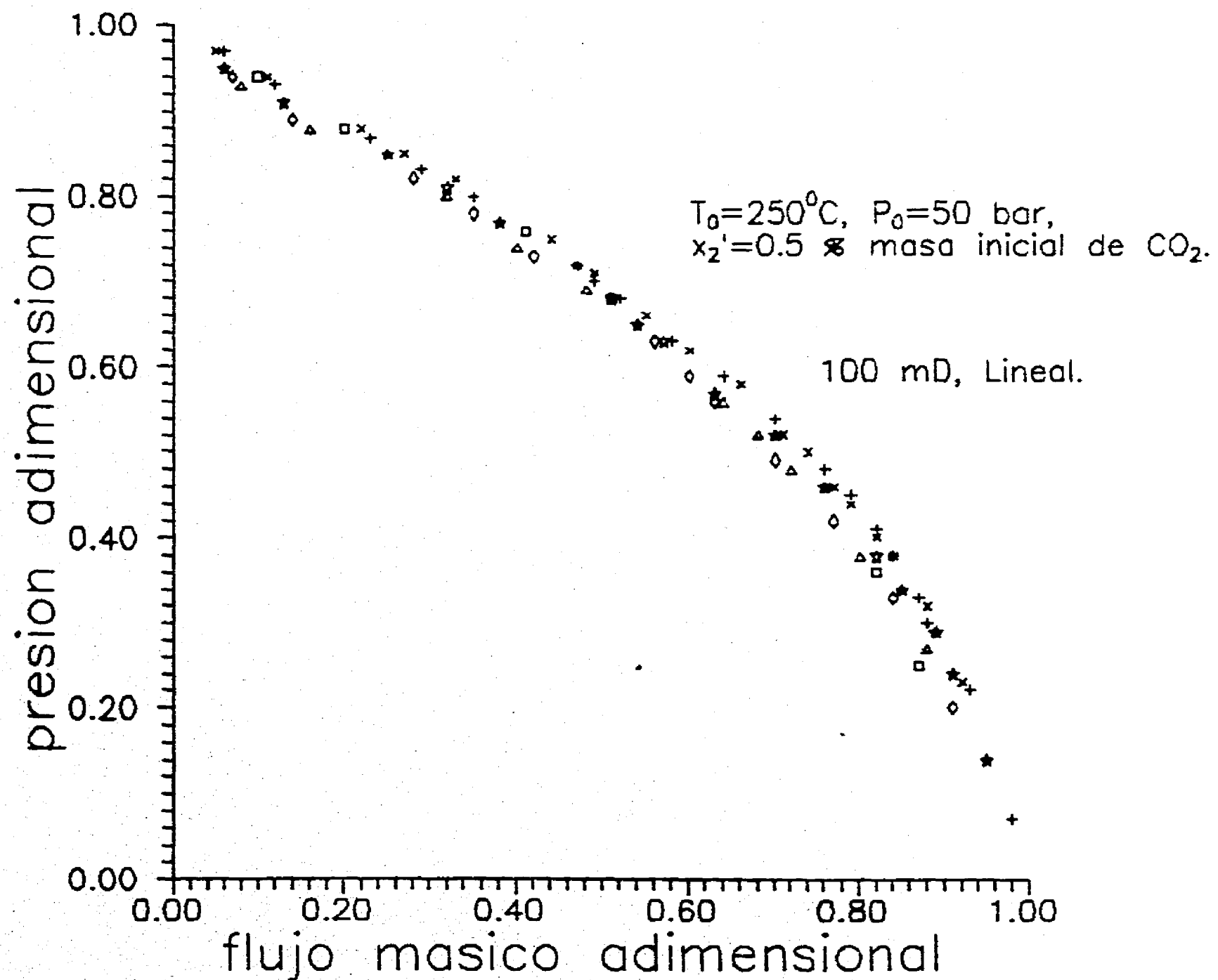


FIG. 8-1'.e MEDIO HOMOGENEO CON CO₂

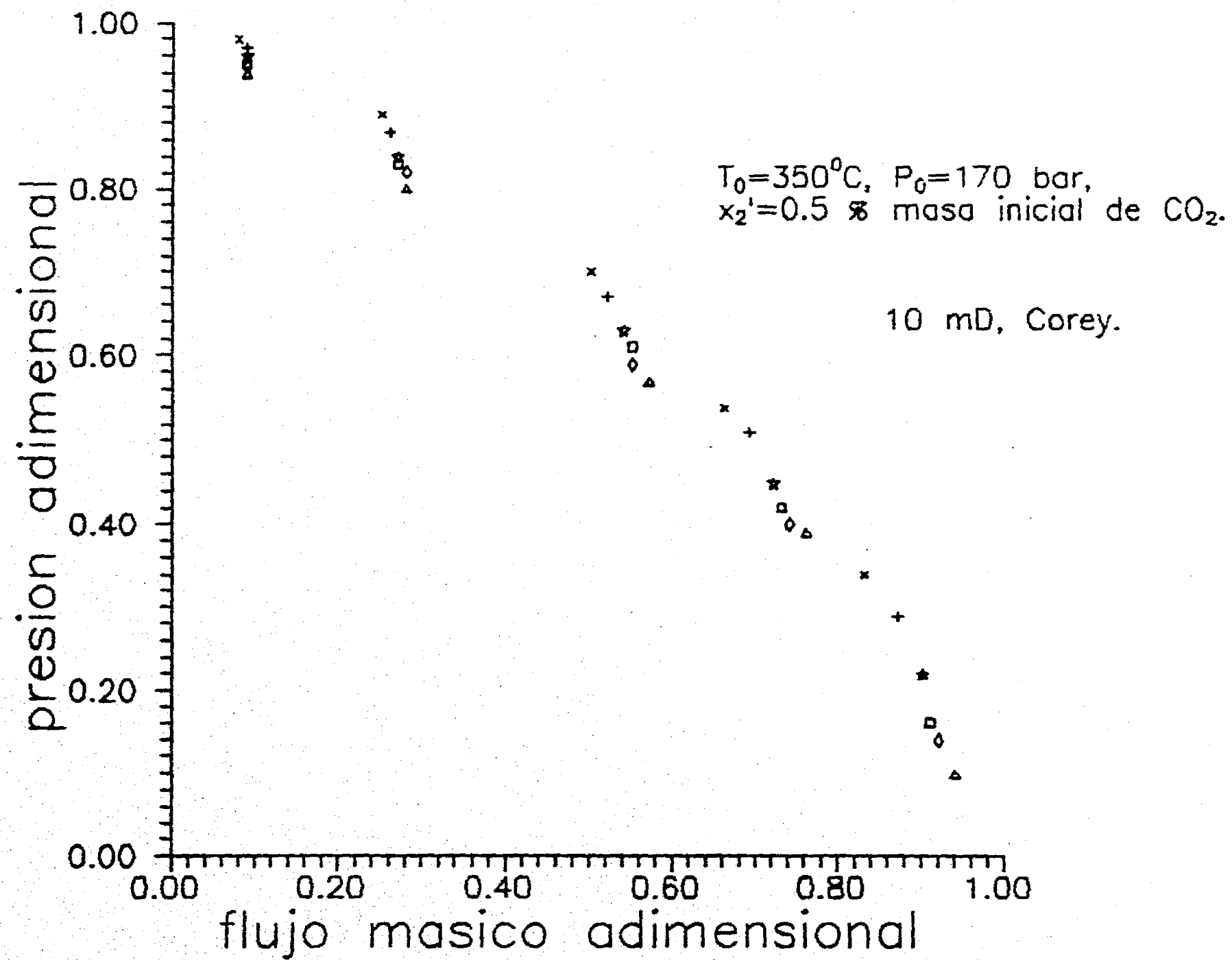


FIG. 8-1'.f MEDIO HOMOGNEO CON CO₂

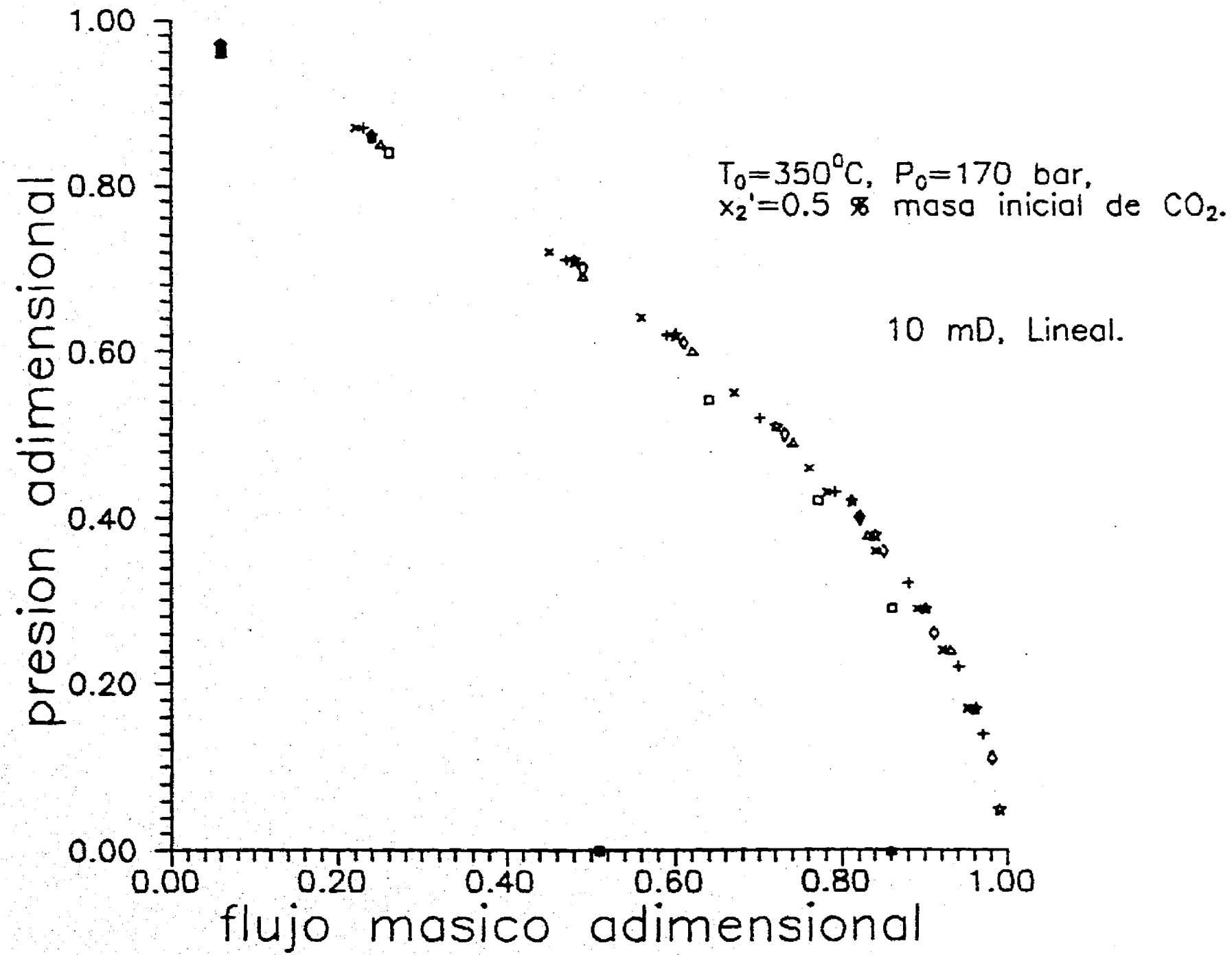


FIG. 8-1'.g MEDIO HOMOGENEO CON CO₂

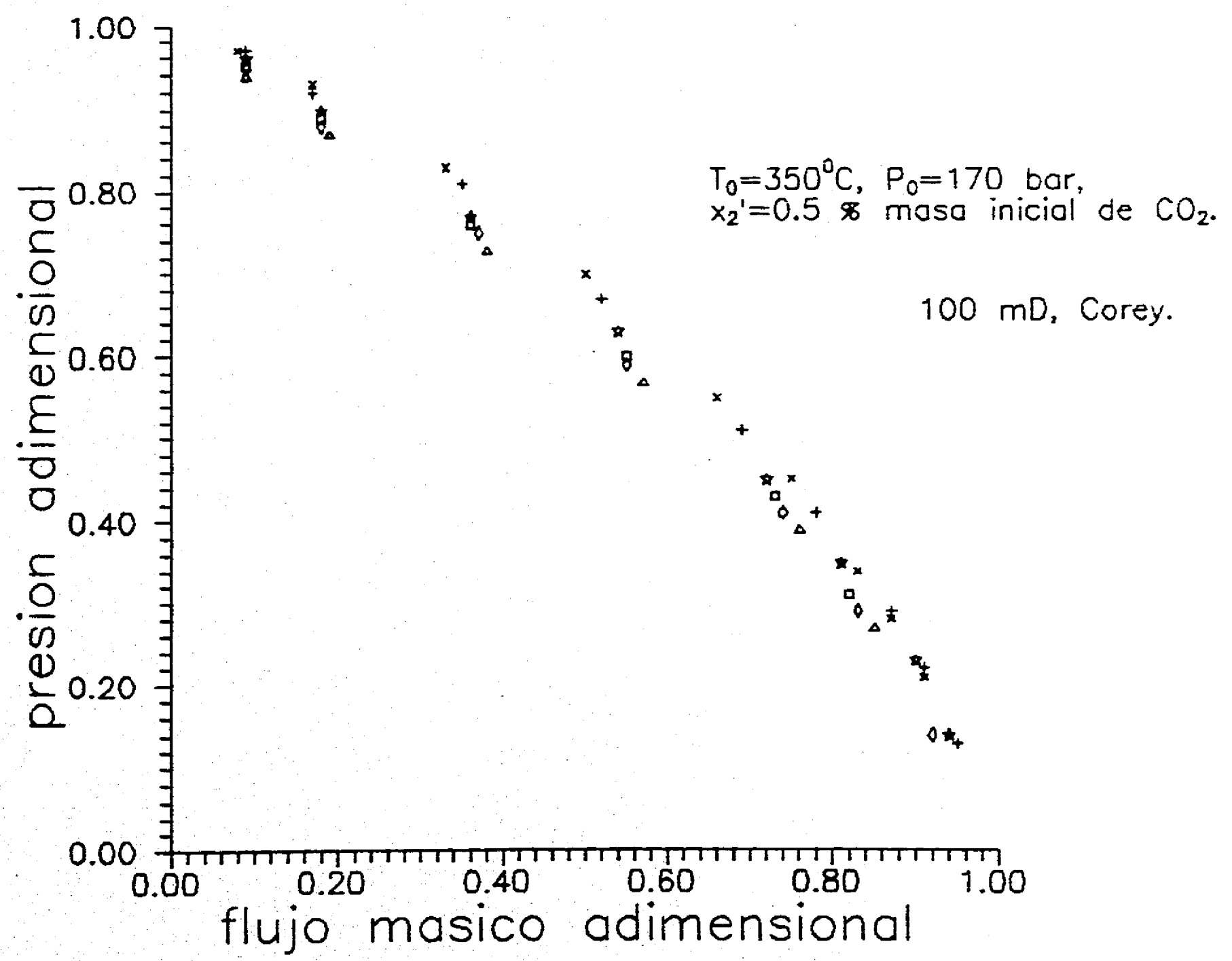
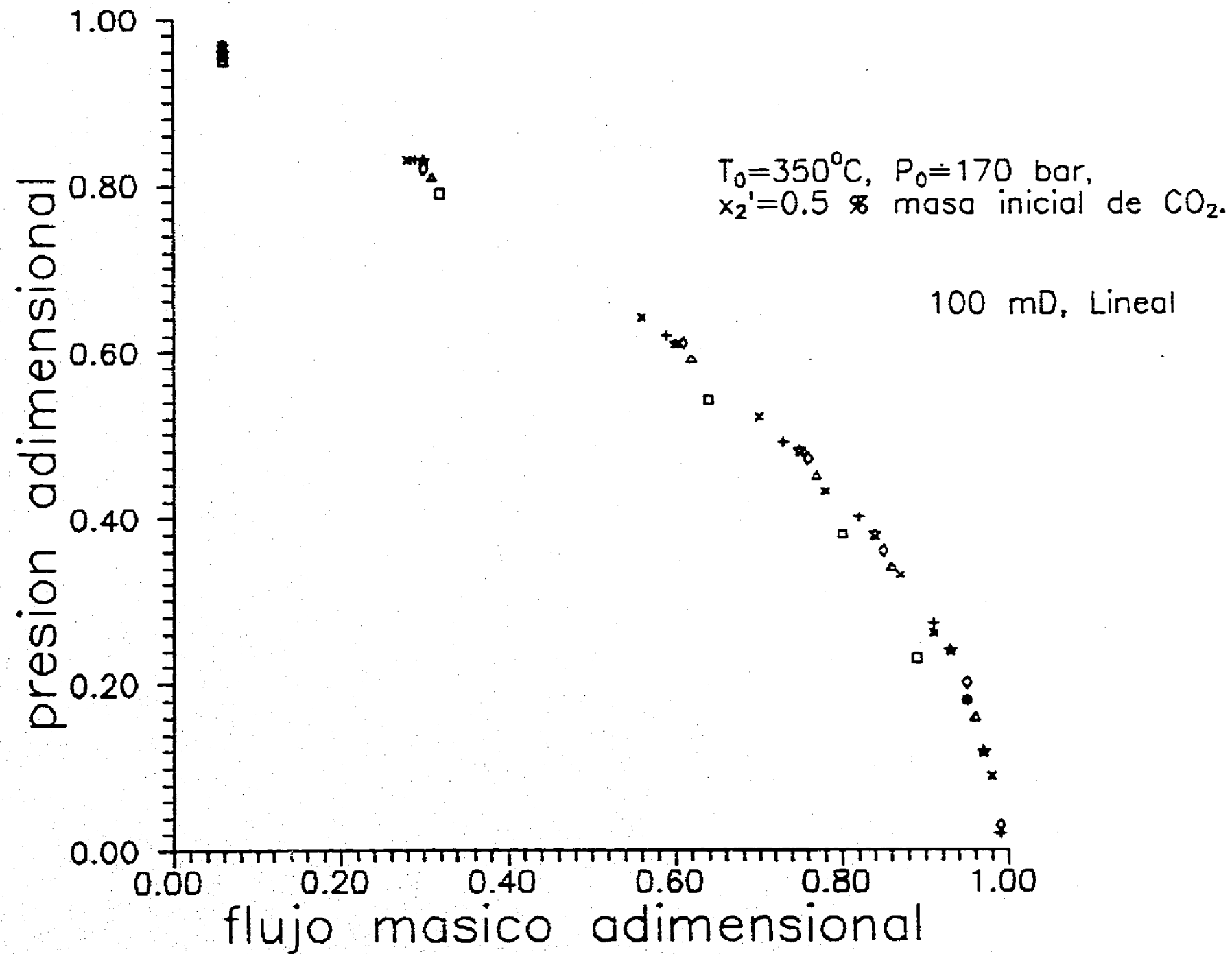


FIG. 8-1'.h MEDIO HOMOGNEO CON CO₂



yacimientos geotérmicos conteniendo bióxido de carbono. Es válida para un amplio rango de los parámetros termofísicos y de transporte que rigen la transferencia de masa y energía del sistema roca-fluido de los yacimientos geotérmicos, y es válida también para diversos grados de explotación del mismo.

8.2.2 Productividad térmica

A diferencia de la industria petrolera, el principal recurso geotérmico es el calor. La productividad geotérmica se refiere a la velocidad con que puede extraerse energía en forma de calor. Para extraer el calor es necesario producir fluido. Por consiguiente, es necesario relacionar las productividades de calor y de fluido. La potencia térmica es la velocidad a la que puede extraerse energía en forma de calor y es el producto de la entalpía específica y el flujo másico de la descarga. Las figuras 8-2 muestran las curvas GIPR (Geothermal Inflow Performance Relationships) para todos los casos y en el orden indicado en la Tabla 8-1. Las curvas relacionan la potencia térmica de la descarga con el flujo másico producido.

Consistentemente, para flujos másicos más elevados, se obtienen potencias térmicas mayores. Por otra parte, cuanto mayor es el grado de explotación del yacimiento (mayor cantidad de masa producida acumulada), mayor es la potencia térmica obtenida. Es decir, cuanto mayor es la saturación del vapor en el fluido producido, mayor es la entalpía fluyente.

FIG. 8-2.a MEDIO HOMOGENEO CON CO₂

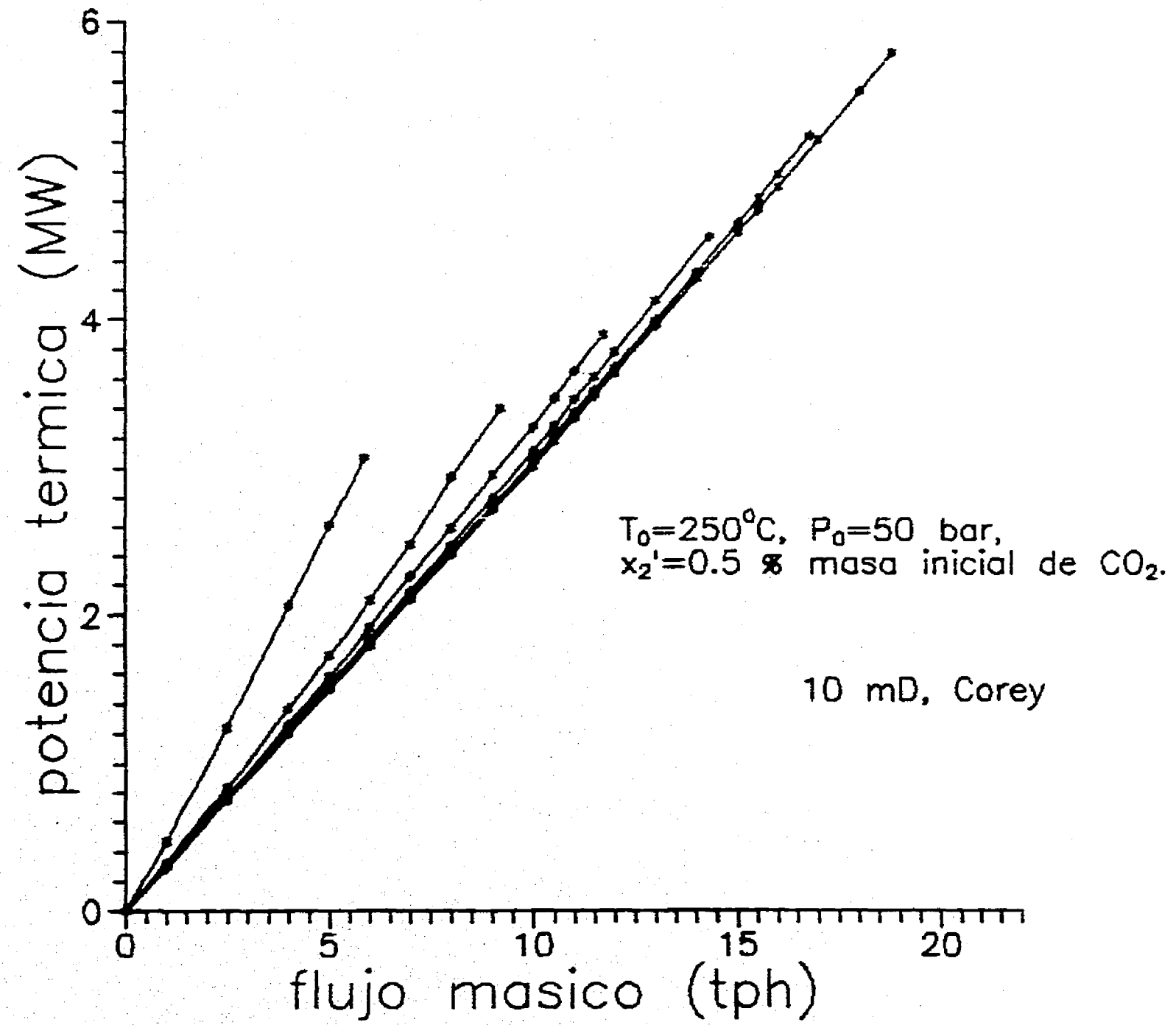


FIG. 8-2.b MEDIO HOMOGNEO CON CO₂

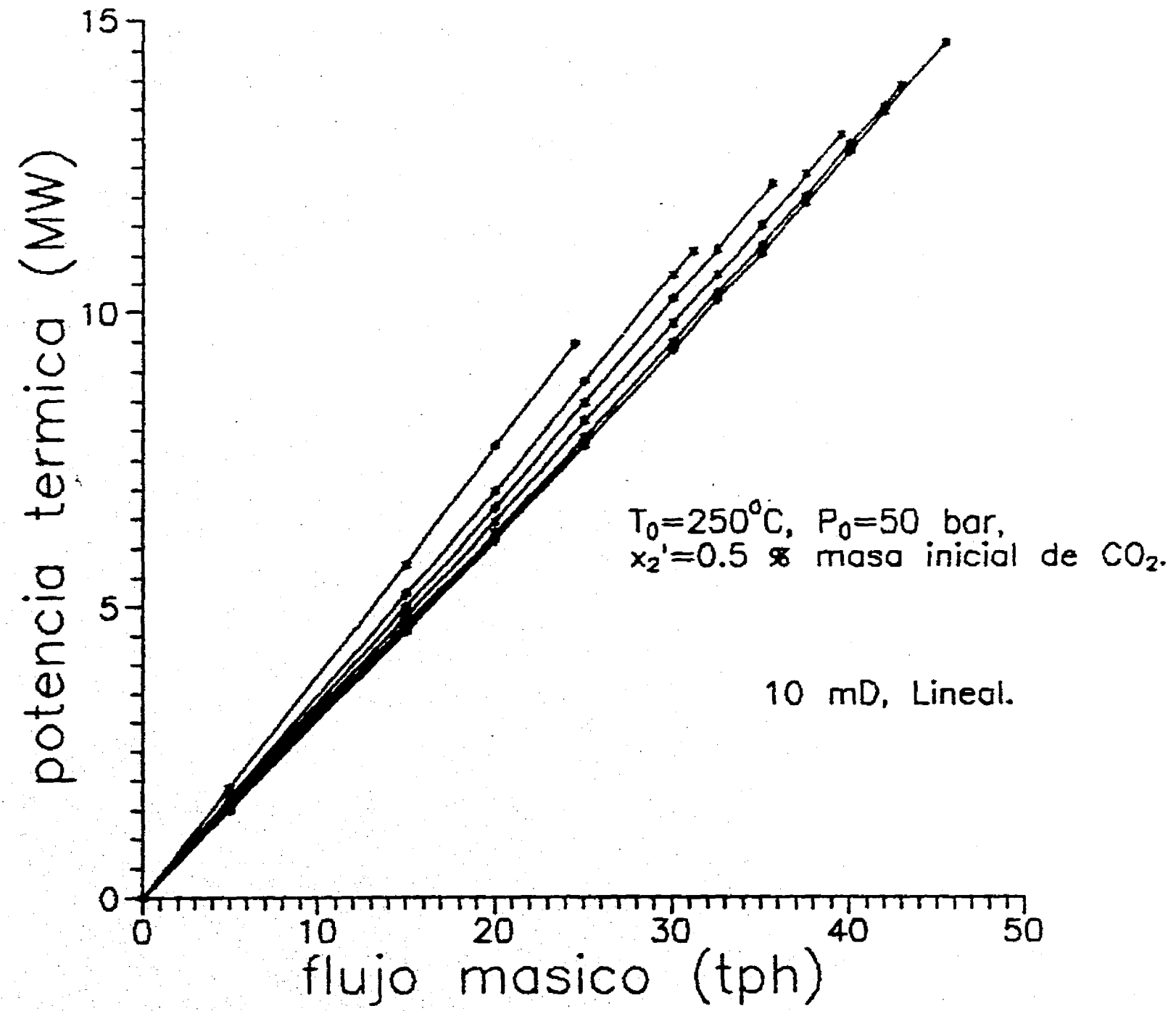


FIG. 8-2.c MEDIO HOMOGNEO CON CO₂

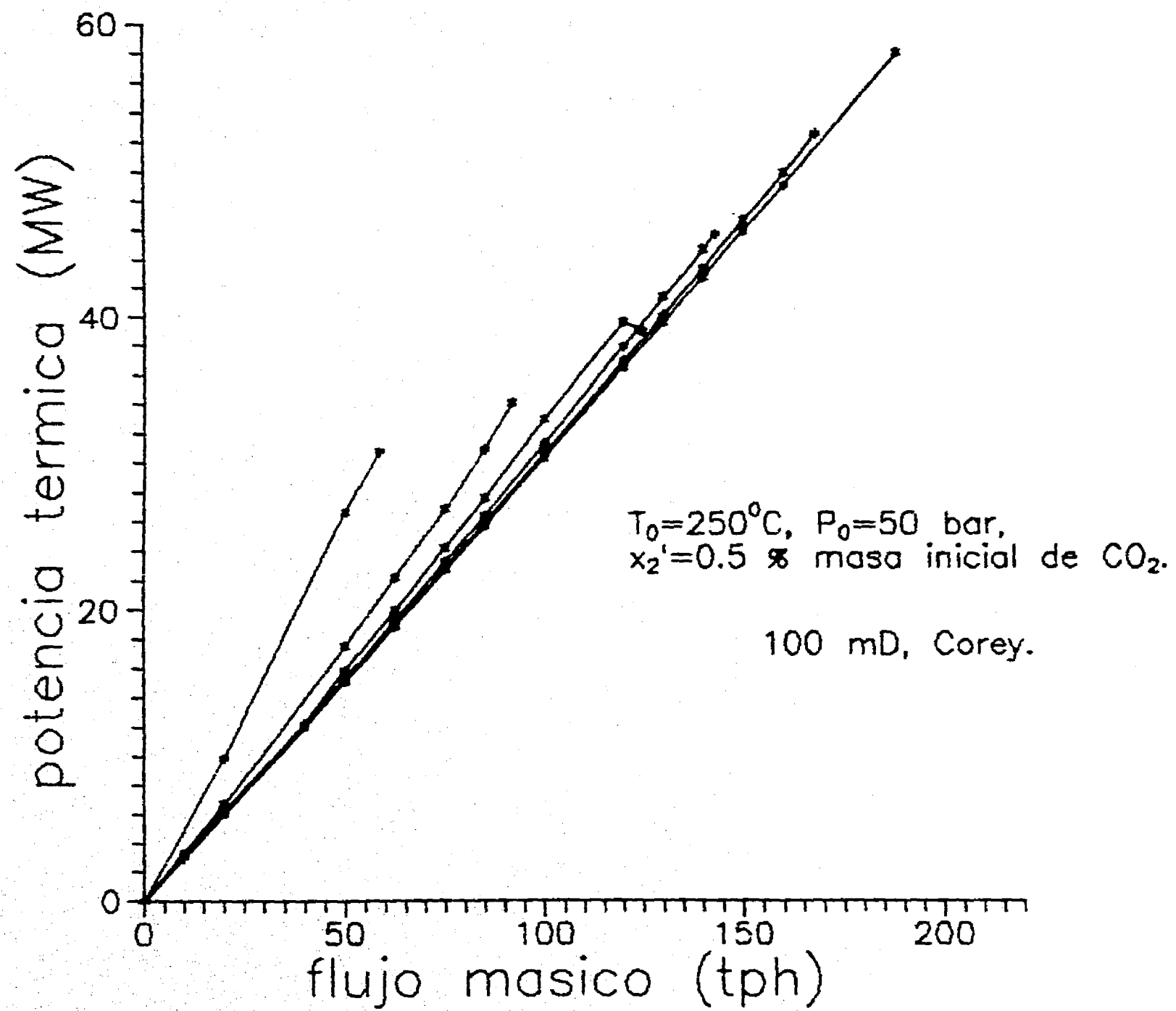


FIG. 8-2.d MEDIO HOMOGNEO CON CO₂

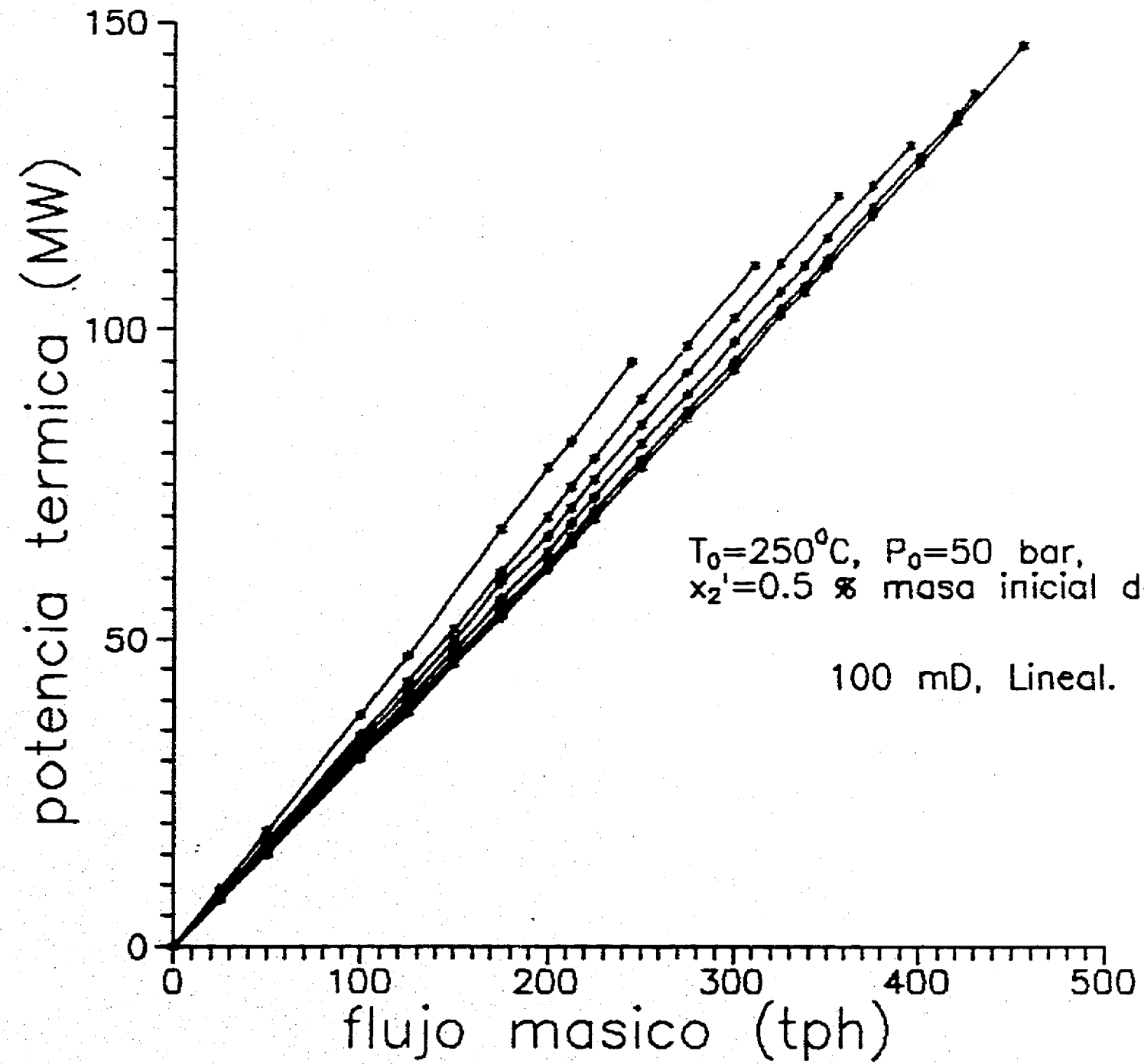


FIG. 8-2.e MEDIO HOMOGENEO CON CO₂

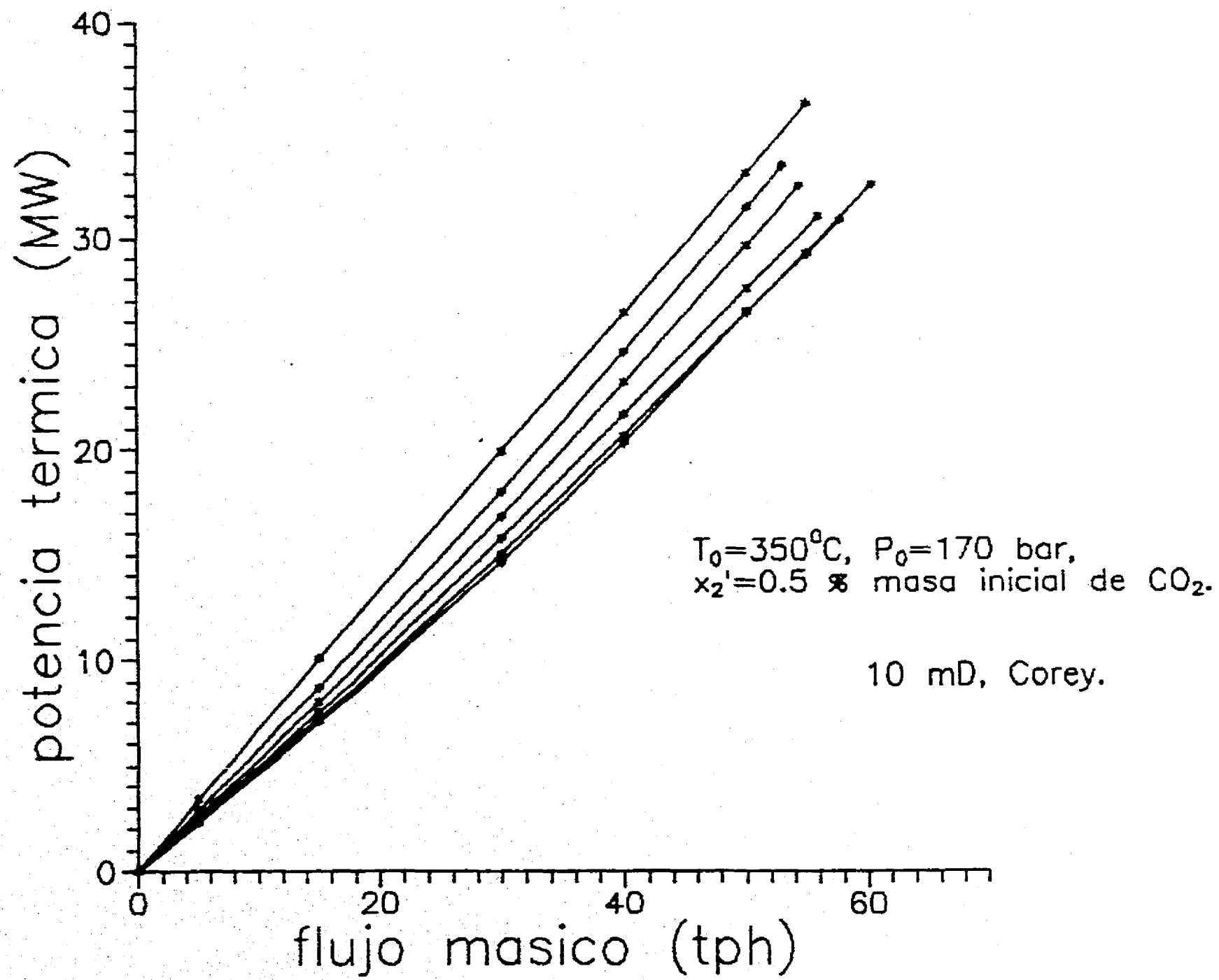


FIG. 8-2.f MEDIO HOMOGENEO CON CO₂

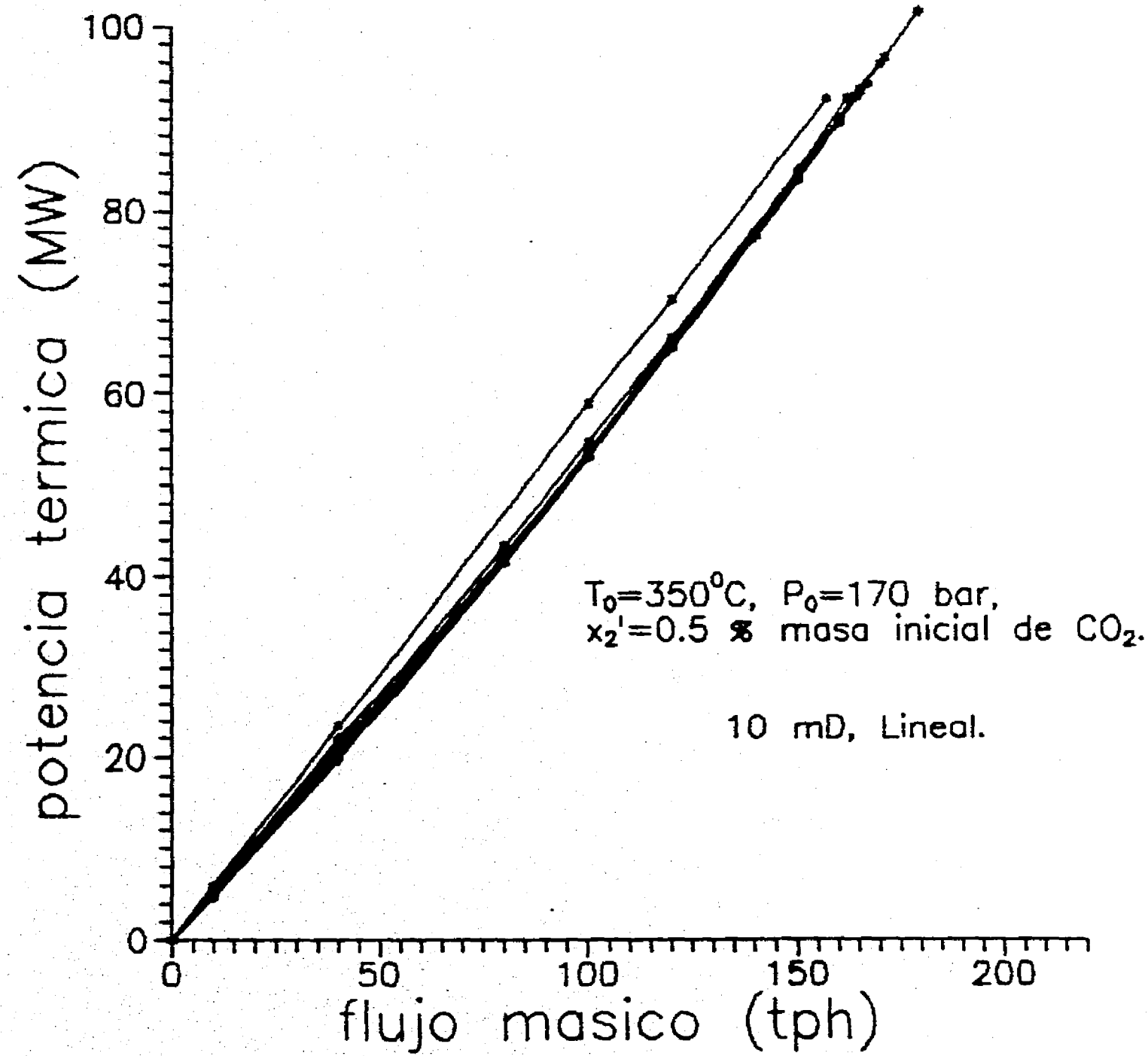


FIG. 8-2.g MEDIO HOMOGENEEO CON CO₂

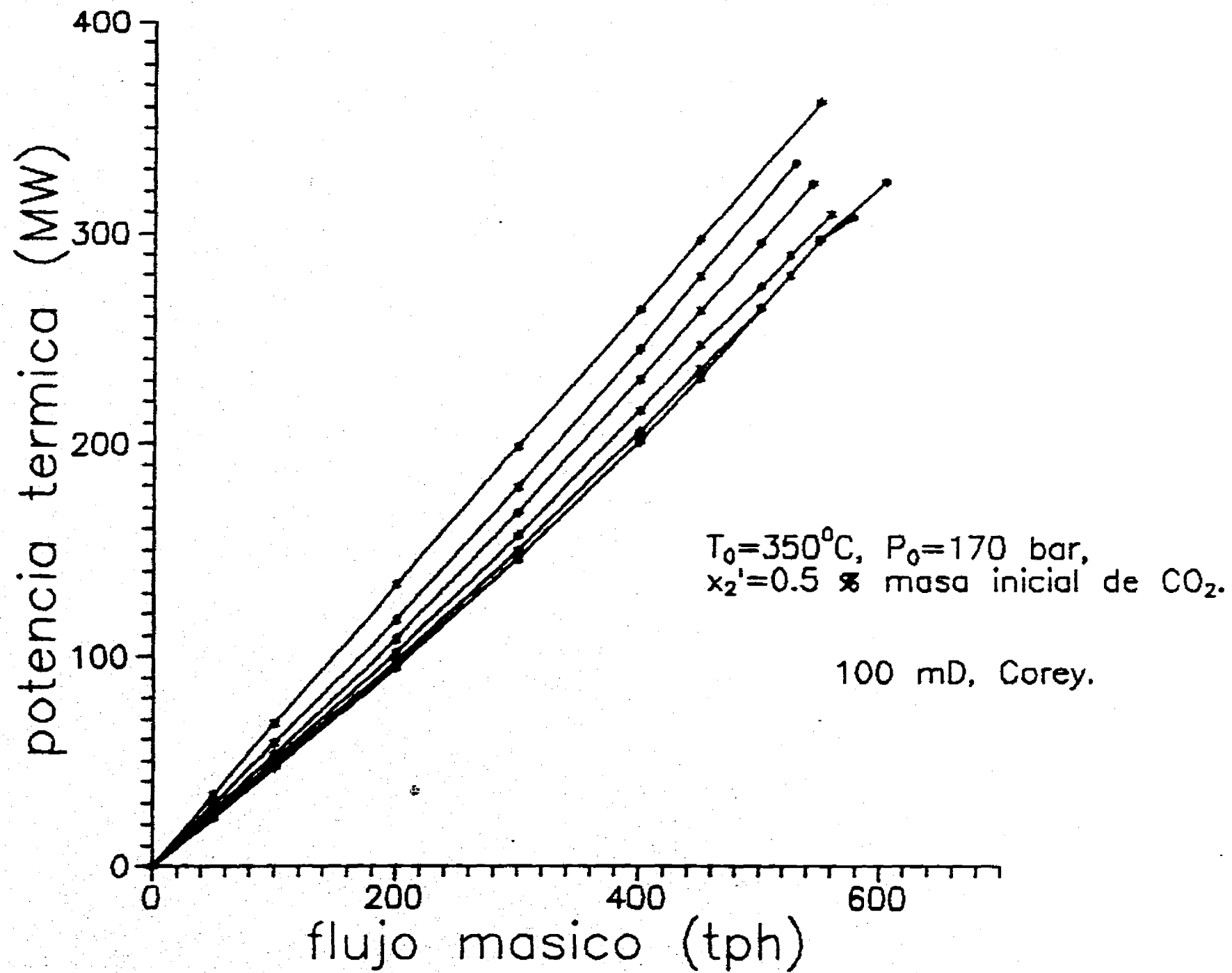
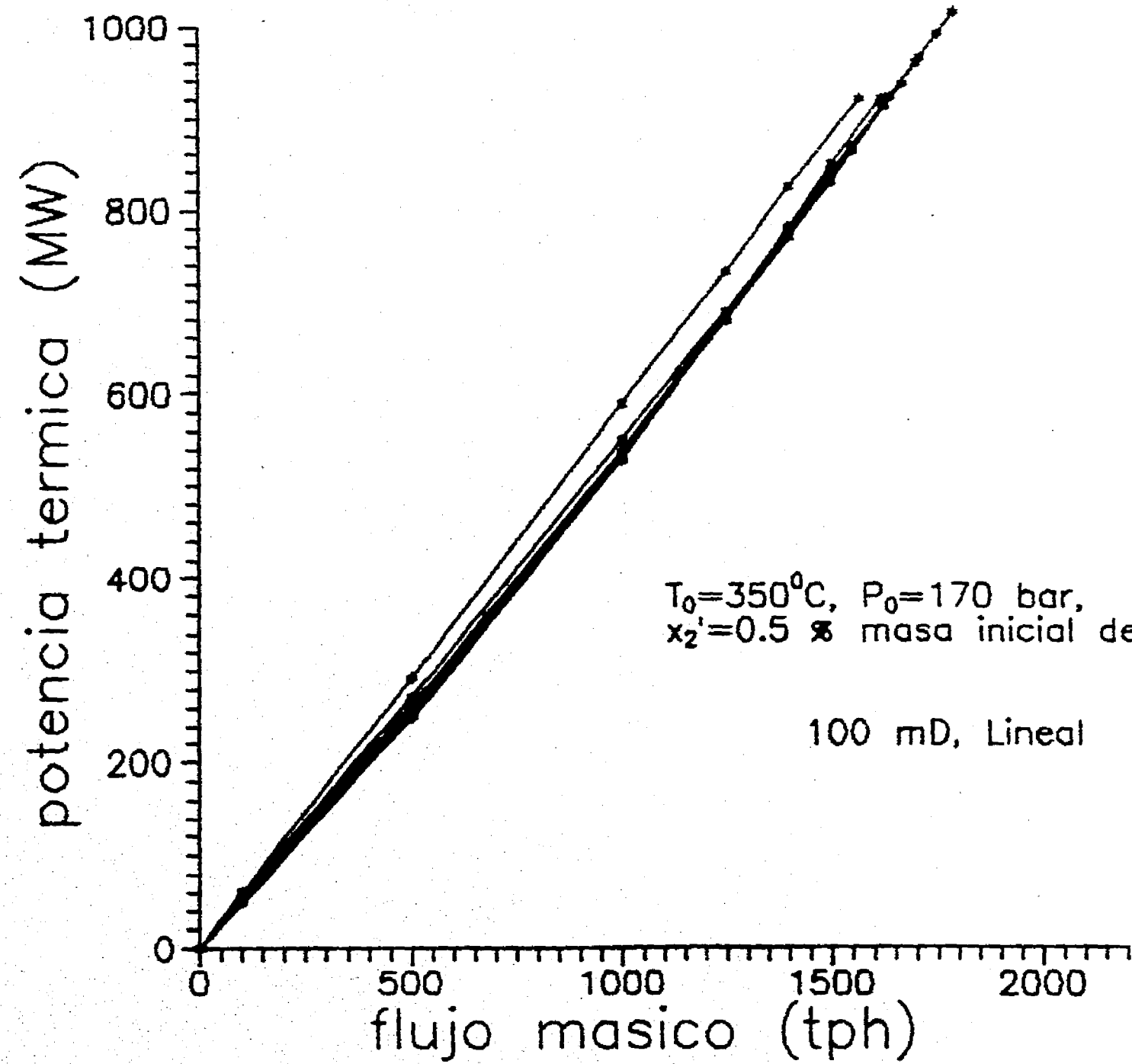


FIG. 8-2.h MEDIO HOMOGENEEO CON CO₂



8.2.2.1 Contribución del yacimiento a la productividad térmica

Siguendo el procedimiento explicado en la sección 8.2.1.1 se obtienen las siguientes conclusiones respecto a la contribución de los parámetros termofísicos y de transporte del yacimiento a la productividad térmica de los pozos geotérmicos.

Efecto de las permeabilidades relativas de las fases

Comparando los casos de permeabilidad relativa del tipo Corey con los del tipo lineal, se observa, consistentemente, que las potencias térmicas son más elevadas cuando la permeabilidad relativa es del tipo lineal, a consecuencia de los flujos másicos también más elevados.

Efecto de la permeabilidad absoluta de la formación

La proporcionalidad directa entre potencia térmica y flujo másico, permite esperar que el comportamiento general de las curvas IPR se refleje en el comportamiento general de las curvas GIPR. De esta manera, el escalamiento obtenido entre las curvas IPR para 10 y 100 mD, también se observa para las curvas GIPR correspondientes.

Efecto de la temperatura inicial del yacimiento

Los mayores flujos másicos se obtienen para la temperatura inicial de 350°C, repercutiendo directamente en potencias térmicas más elevadas. Cabe esperar asimismo la influencia de la entalpía específica del fluido producido (entalpía fluyente). El rango de esta entalpía es de $0.10-0.14 \times 10^7$ J/Kg para los casos de temperatura inicial de 250°C y de $.16-.24 \times 10^7$ J/Kg para los casos de temperatura inicial de 350°C.

8.2.2.2 Modelo adimensional de productividad térmica

Normalizando las curvas 8-2 con los correspondientes valores máximos posibles, tanto de potencia térmica como de flujo másico, se obtienen las GIPR adimensionales mostradas en las figuras 8-2', en el orden acostumbrado. Es contundente la uniformidad obtenida de los datos adimensionales para todos los casos de la tabla 8-1, alineados en prácticamente una sola línea recta. La marcada autosimilaridad refleja que, aun cuando el grado de explotación del yacimiento sea avanzado, como es el caso de 35% de masa producida acumulada, la extracción de energía en forma de calor es mínima. Esto a consecuencia de que la energía geotérmica reside principalmente en la formación rocosa del yacimiento y no en el fluido. La autosimilaridad obtenida permite proponer una sola curva

de referencia, adimensional, para predecir las productividades térmicas de los pozos geotérmicos. La curva que se propone tiene la forma matemática siguiente:

$$\text{Pot}' = 0.918 W' + 0.083 W'^2 \quad (8.2)$$

en la cual Pot' denota la potencia térmica adimensional. Al igual que para el caso de productividad másica, esta correlación es válida para un amplio rango de parámetros del sistema roca-fluido del yacimiento y para mucho tiempo de la vida productiva del mismo, implica por otra parte, el efecto de los gases no condensables (representados por el CO_2) contribuyendo de manera importante a una representación más realista del transporte de masa y energía en los yacimientos geotérmicos.

FIG. 8-2'.a MEDIO HOMOGNEO CON CO₂

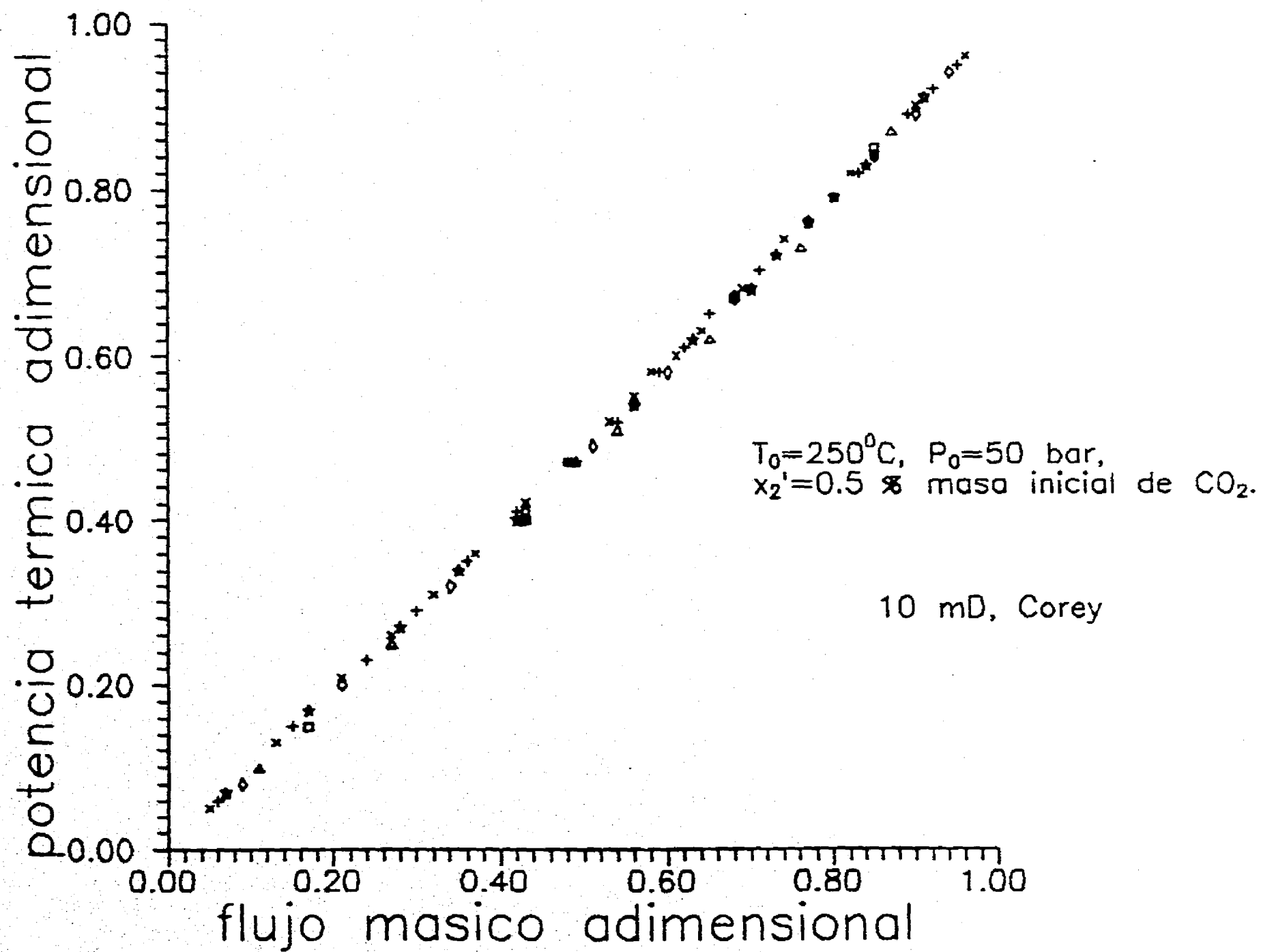


FIG. 8-2'.b MEDIO HOMOGENEEO CON CO₂

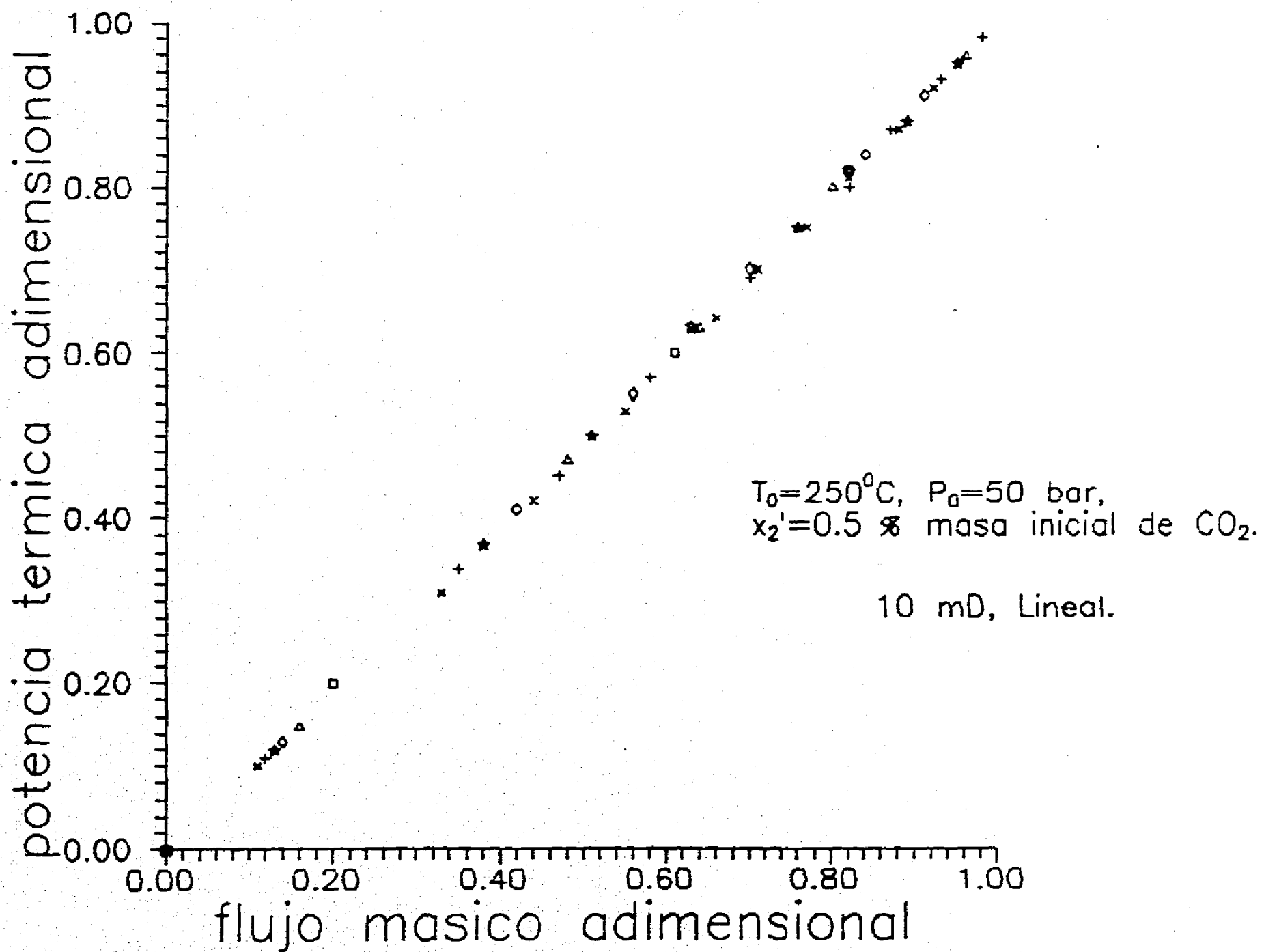


FIG. 8-2'.c MEDIO HOMOGENEO CON CO₂

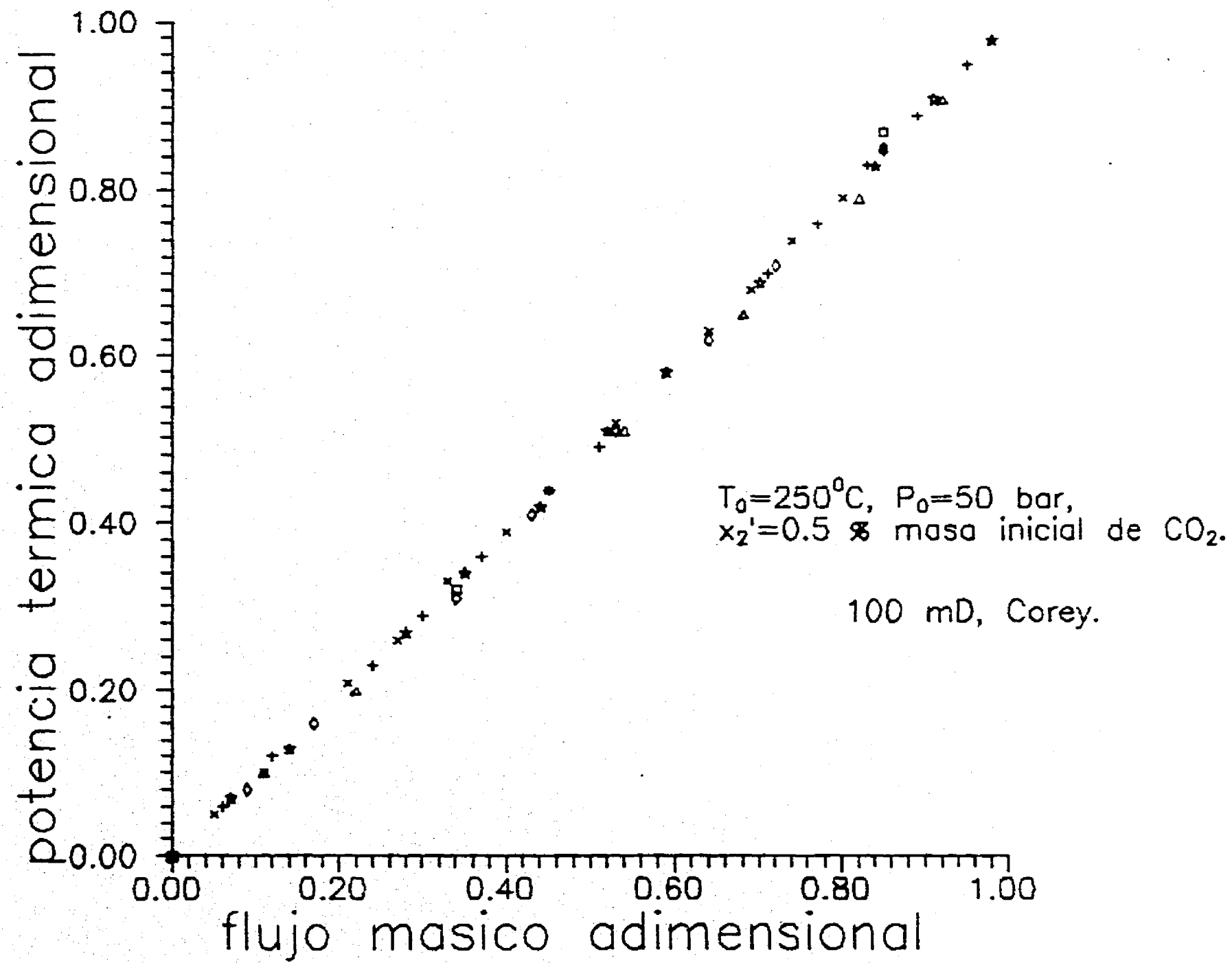


FIG. 8-2'.d MEDIO HOMOGENEO CON CO₂

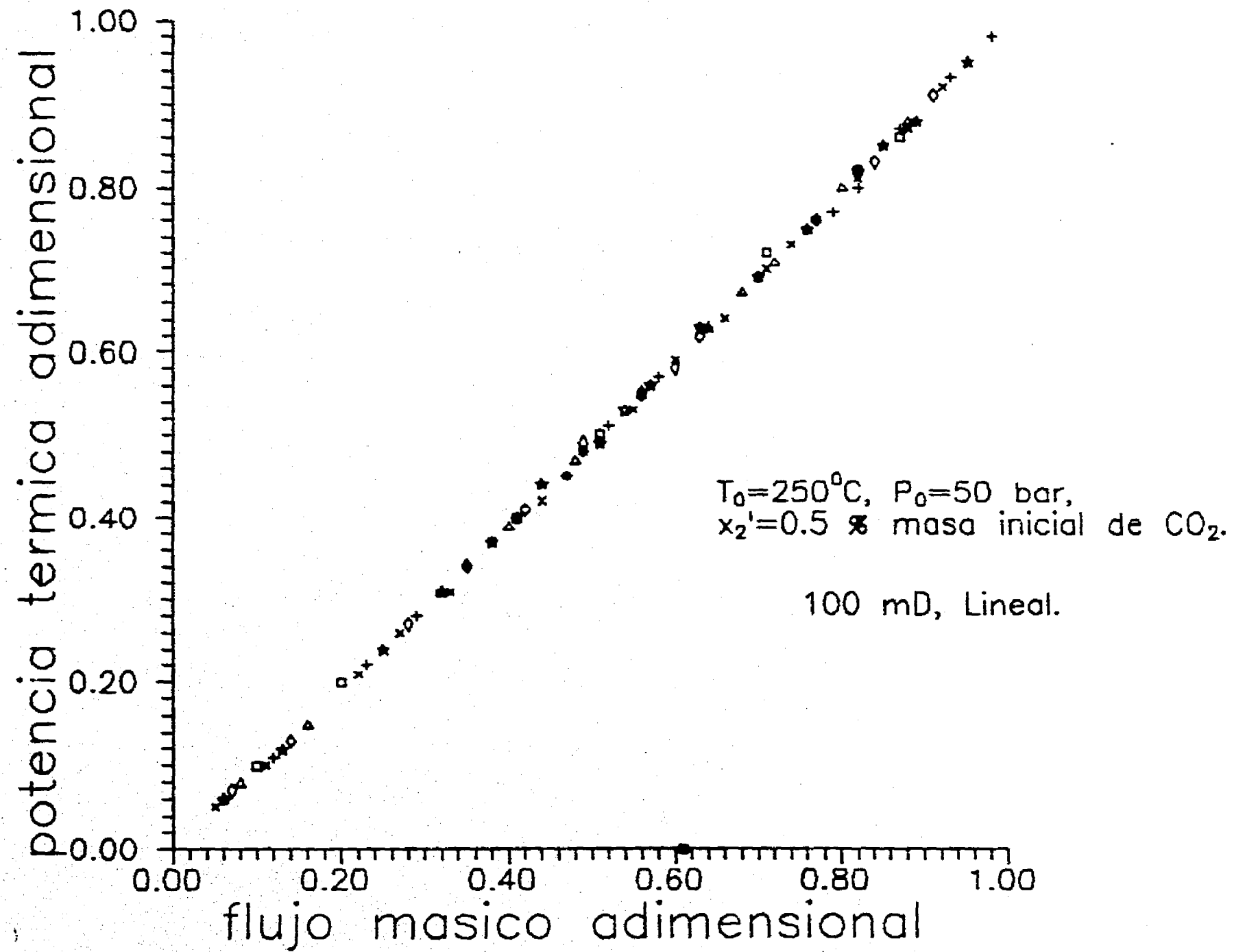


FIG. 8-2'.e MEDIO HOMOGENEO CON CO₂

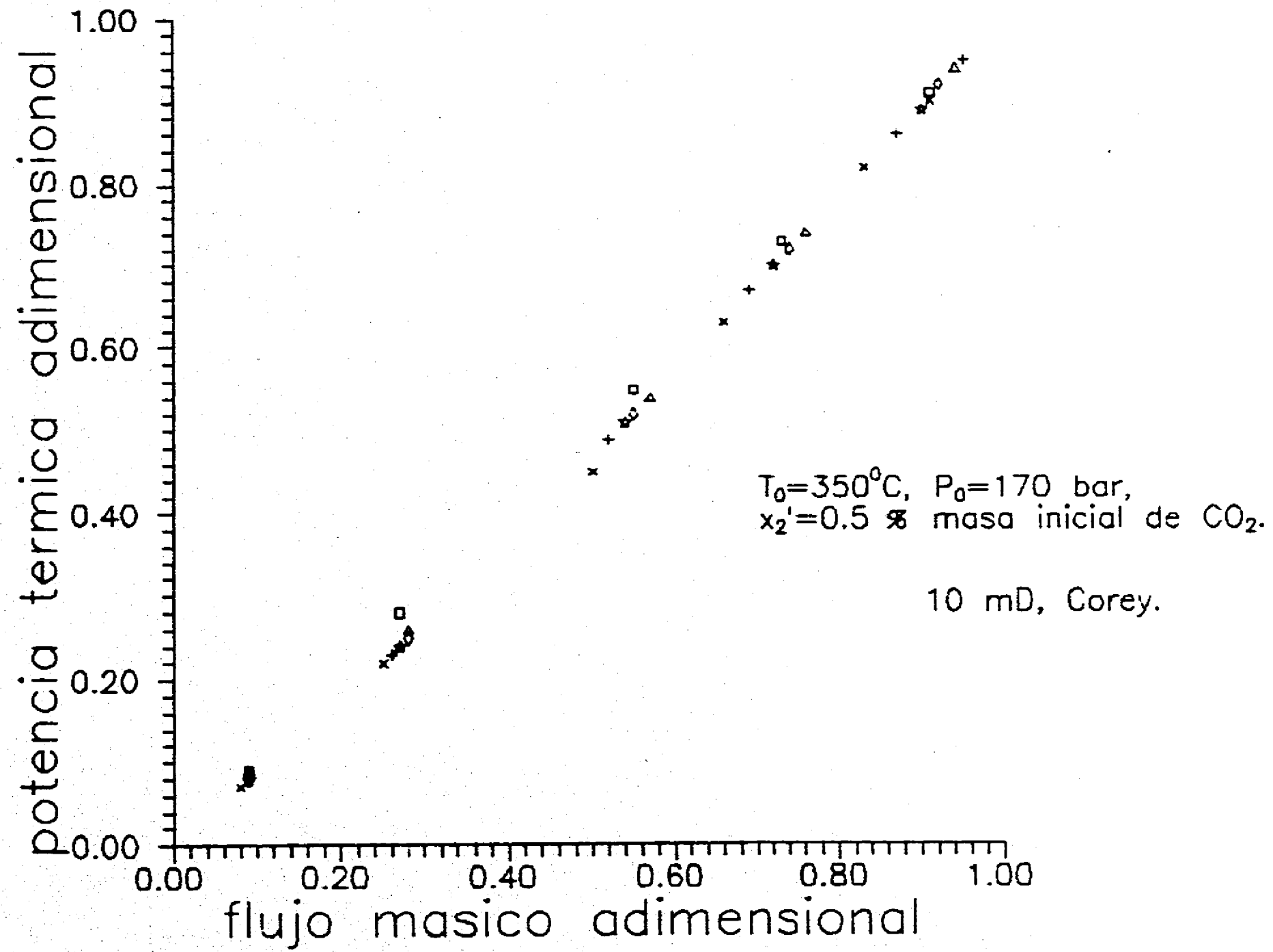


FIG. 8-2'.f MEDIO HOMOGENEO CON CO₂

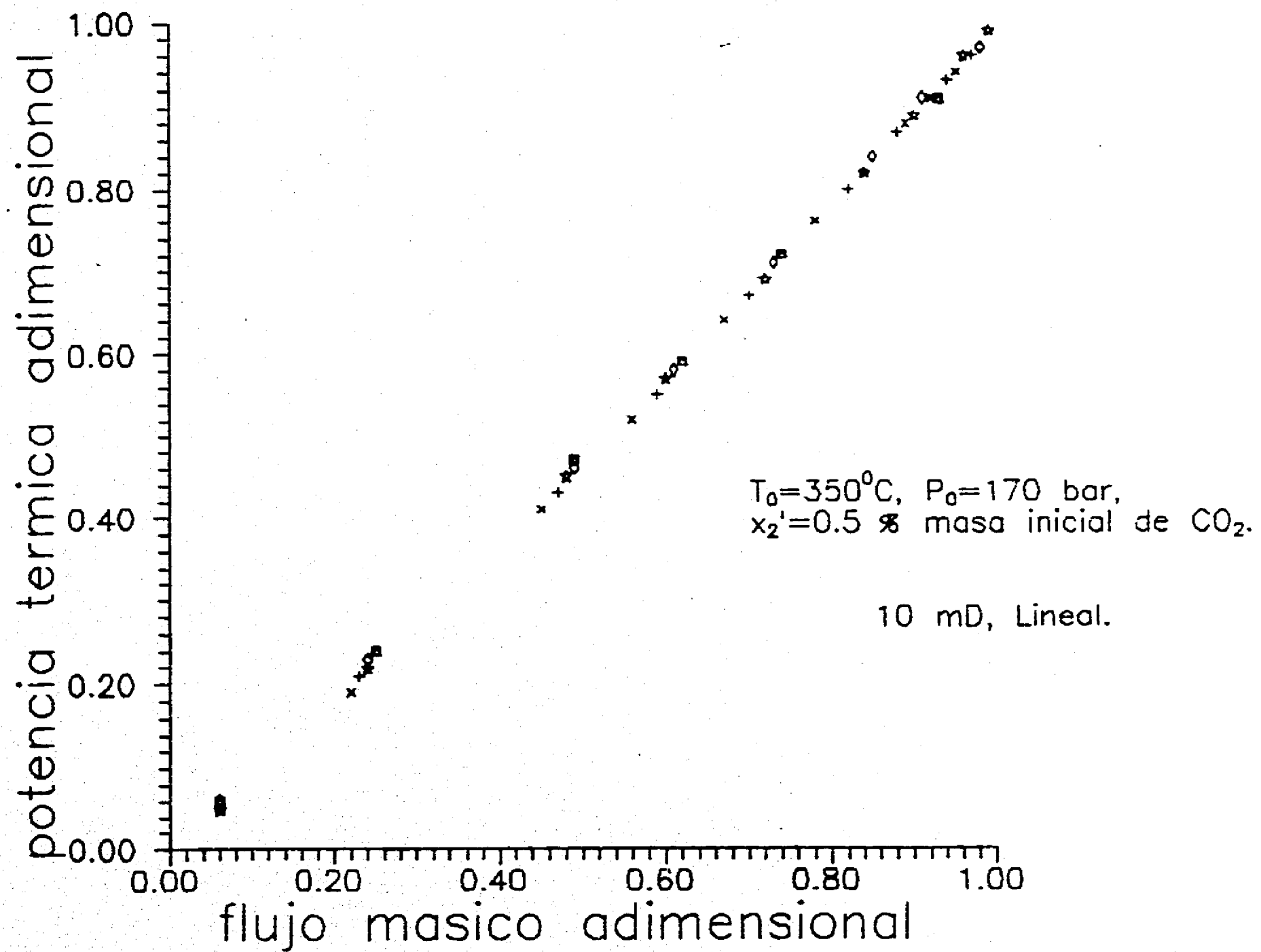


FIG. 8-2'.g MEDIO HOMOGNEO CON CO₂

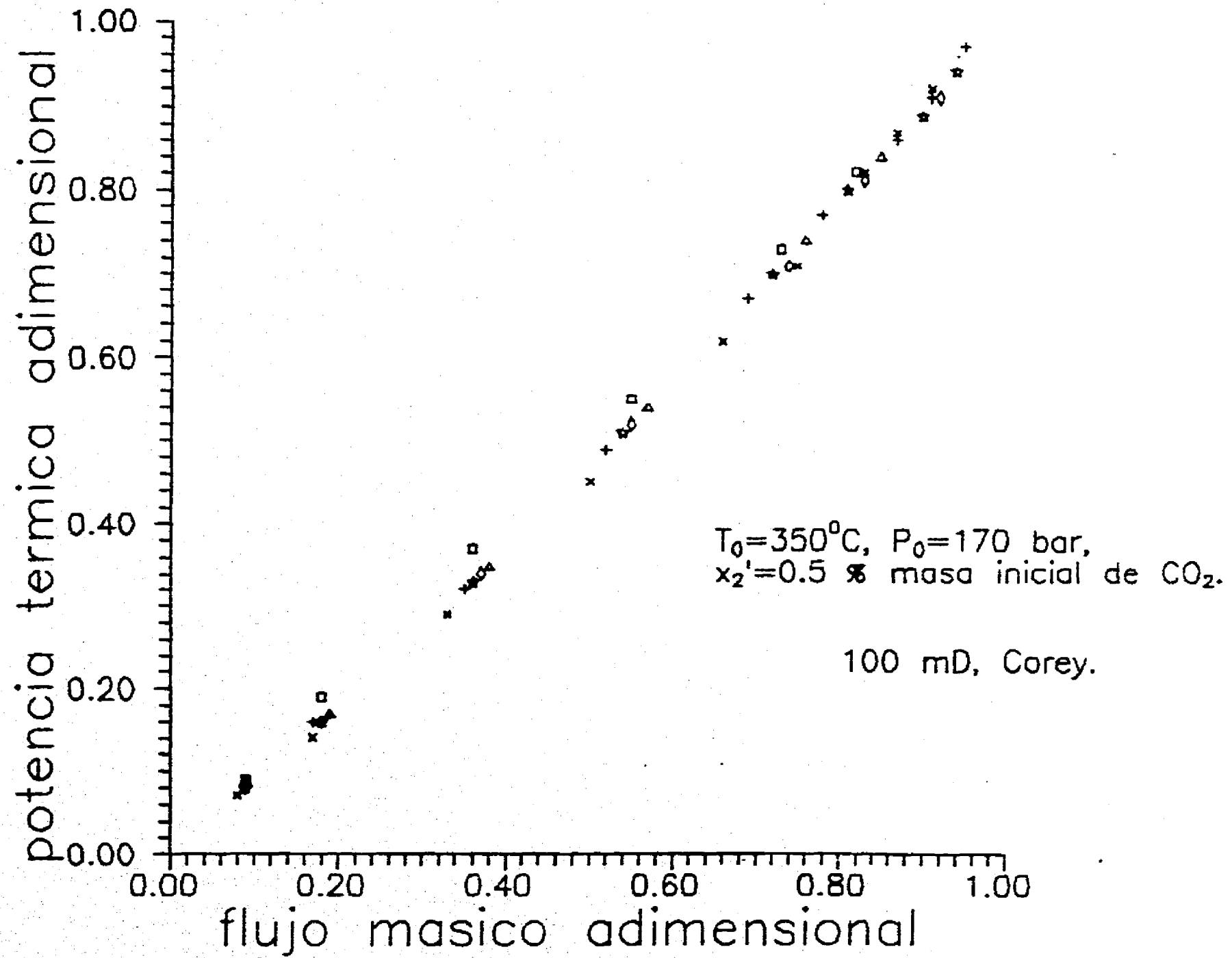
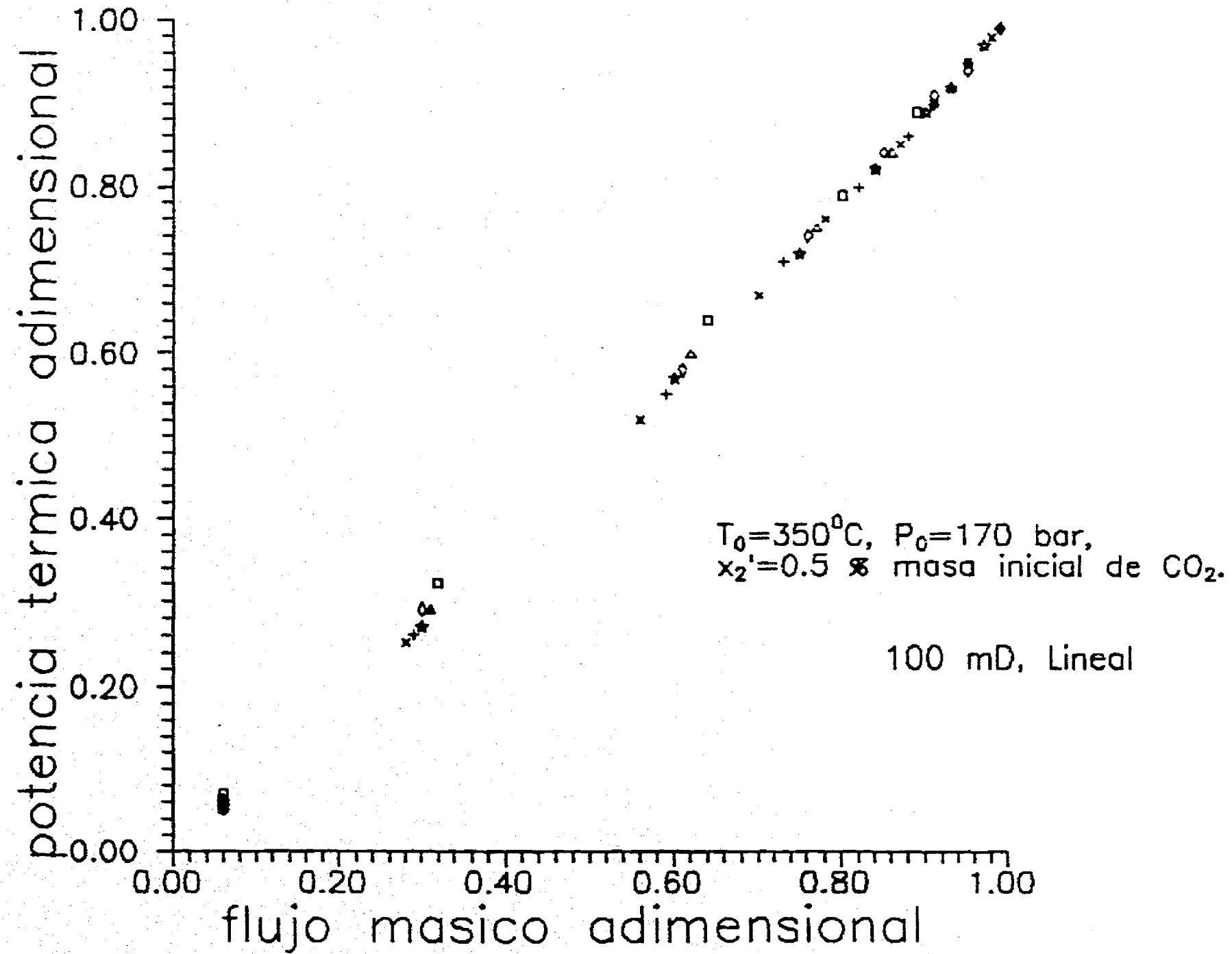


FIG. 8-2'.h MEDIO HOMOGNEO CON CO₂



**ESTUDIO DEL EFECTO DEL BIOXIDO DE CARBONO
SOBRE LAS PRODUCTIVIDADES MASICA Y TERMICA
DE LOS YACIMIENTOS GEOTERMICOS.**

Para cuantificar el efecto del CO_2 sobre las productividades másica y térmica de los pozos geotérmicos, los resultados obtenidos para un sistema binario $\text{H}_2\text{O}-\text{CO}_2$ (CAPITULO VIII), se comparan con los presentados en este capítulo para un sistema de agua pura (caso base), en el marco de lo establecido en las Tablas 8-1 y 8-2 del capítulo anterior y aplicando la misma metodología numérica que para el sistema binario (sistema roca-fluido de agua y bióxido de carbono).

Las curvas IPR y GIPR correspondientes al caso base de agua pura se muestran en las figuras 9-1 (a,b,e,f) y 9-2 (a,b,e,f), respectivamente. Como las curvas obtenidas para las permeabilidades absolutas de 10 y 100 mD mostraron autosimilaridad (en escala de 10, al igual que para el sistema binario); se incluyen únicamente las curvas referentes a 10 mD.

FIG. 9-1.a MEDIO HOMOGENEO SIN CO₂

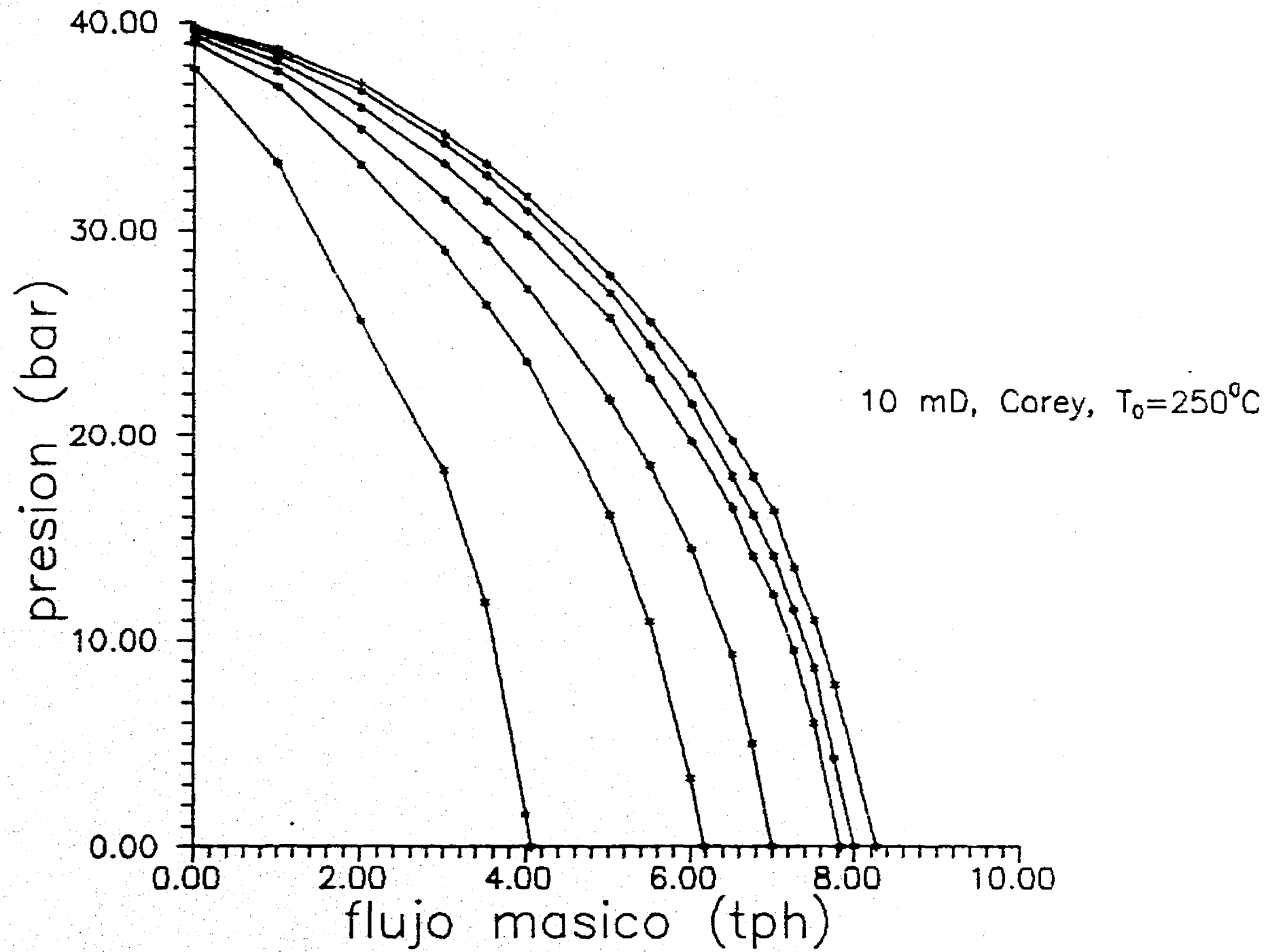


FIG. 9-1.b MEDIO HOMOGENEO SIN CO₂

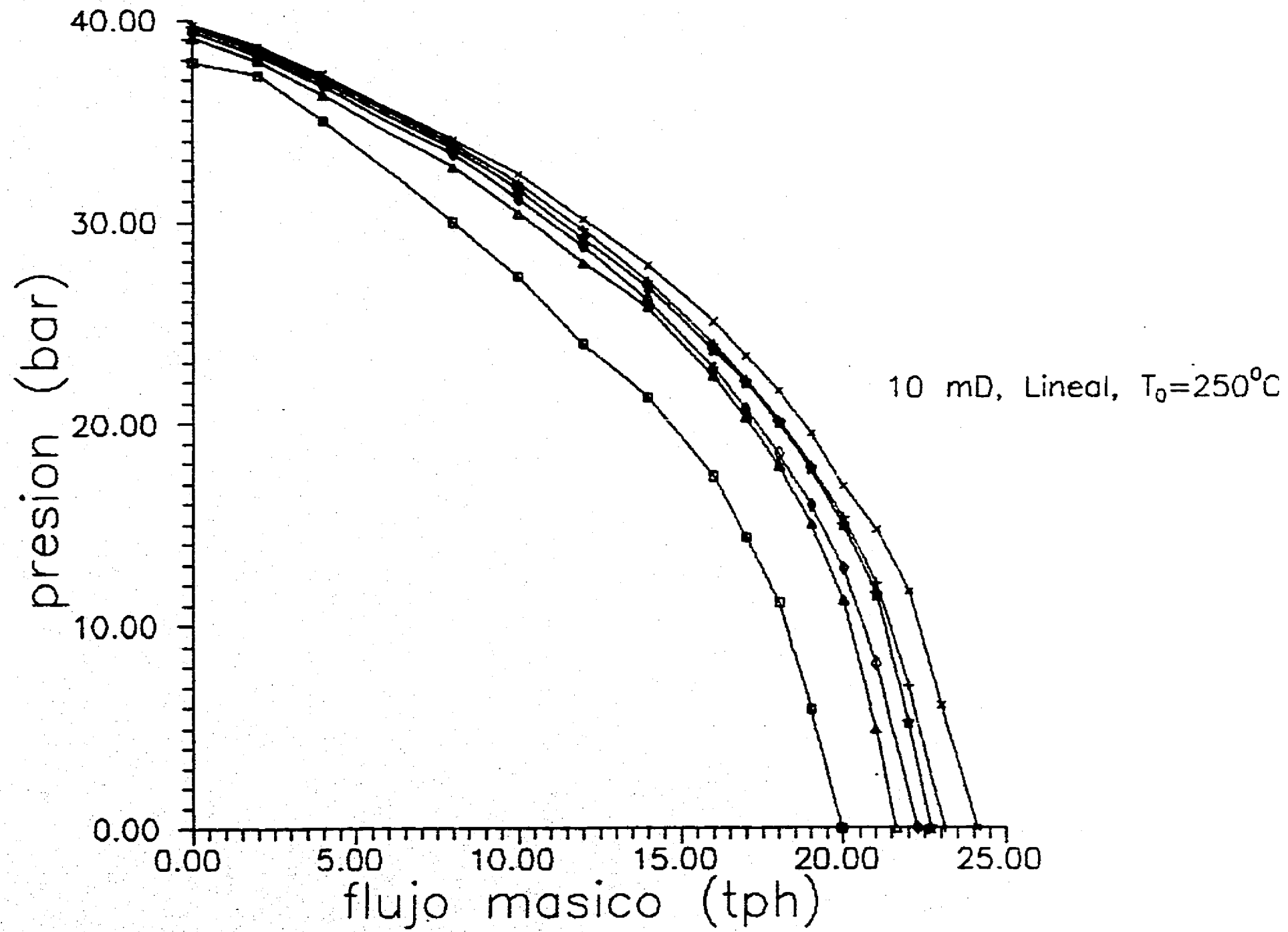


FIG. 9-1.e MEDIO HOMOGENEO SIN CO₂

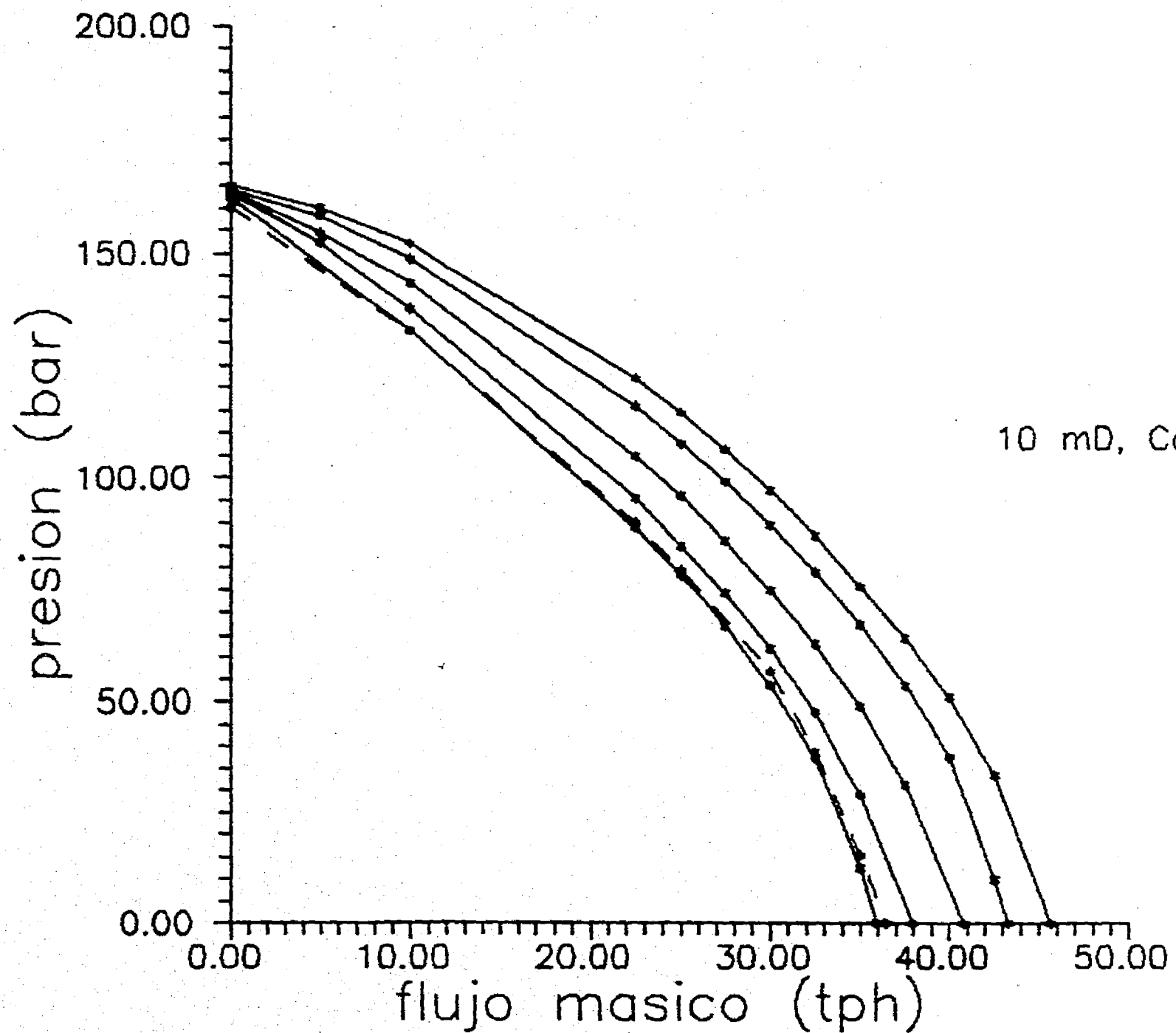


FIG. 9-2.a MEDIO HOMOGENEO SIN CO₂

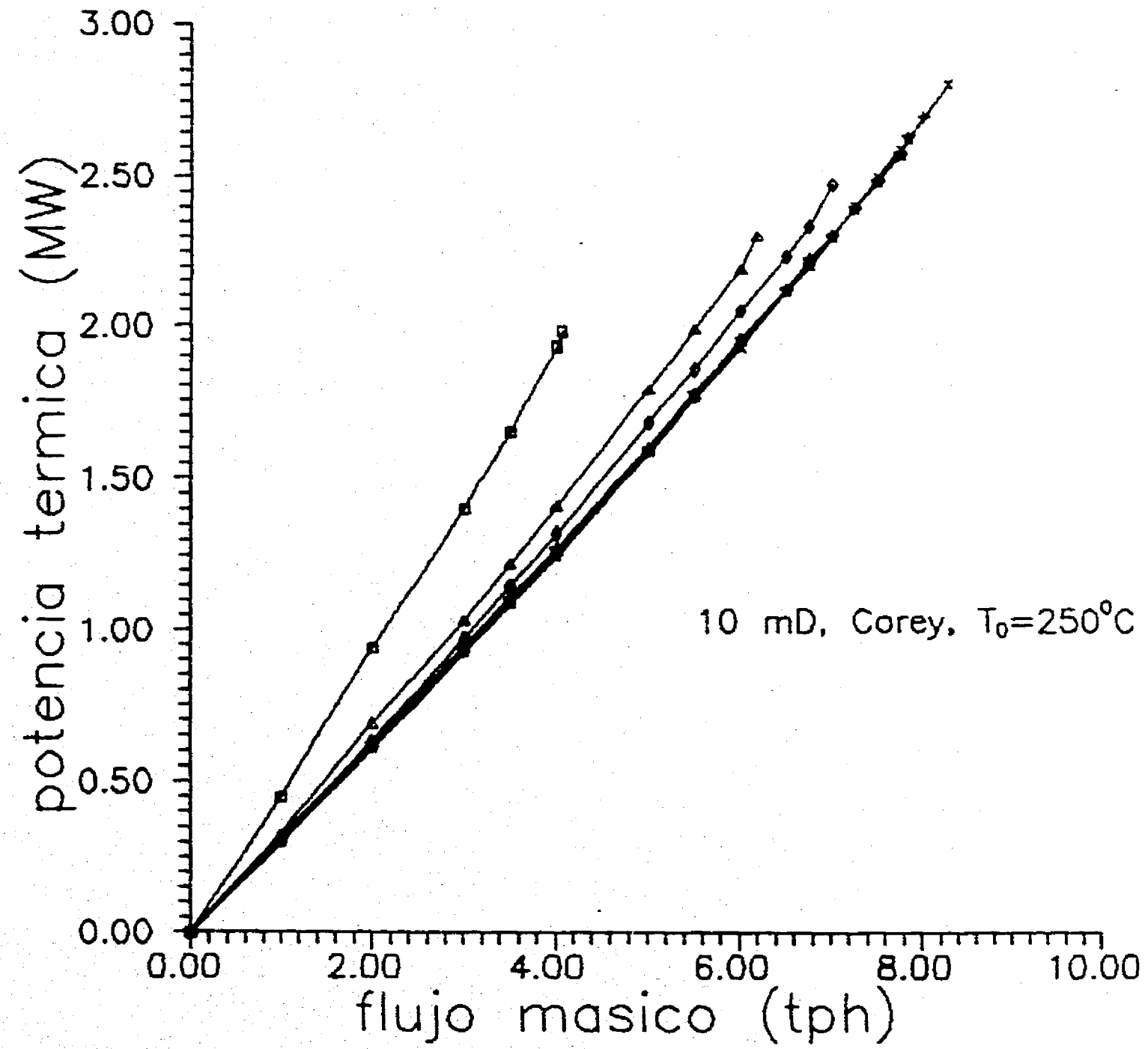


FIG. 9-2.b MEDIO HOMOGENEEO SIN CO₂

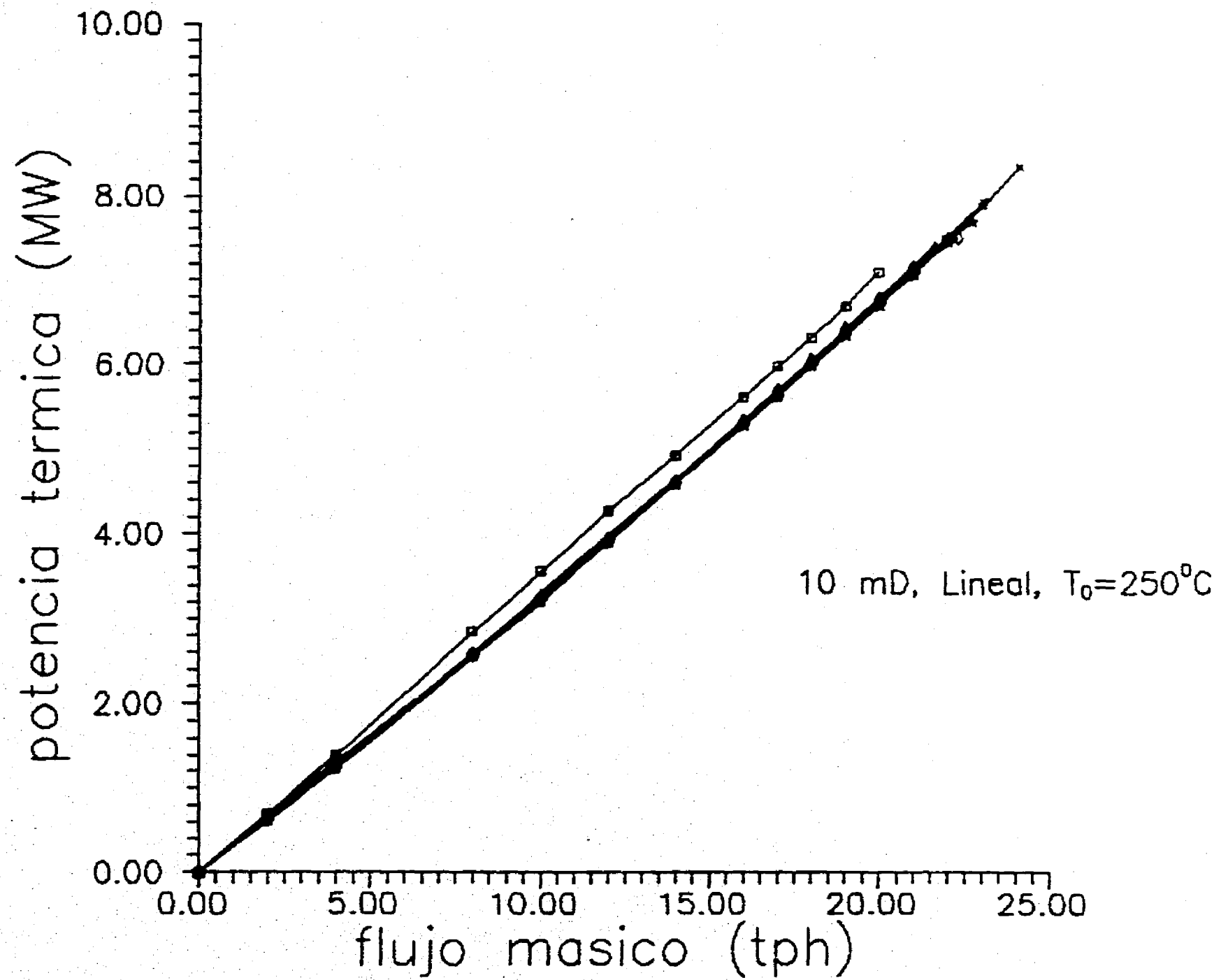


FIG. 9-2.e MEDIO HOMOGENEO SIN CO₂

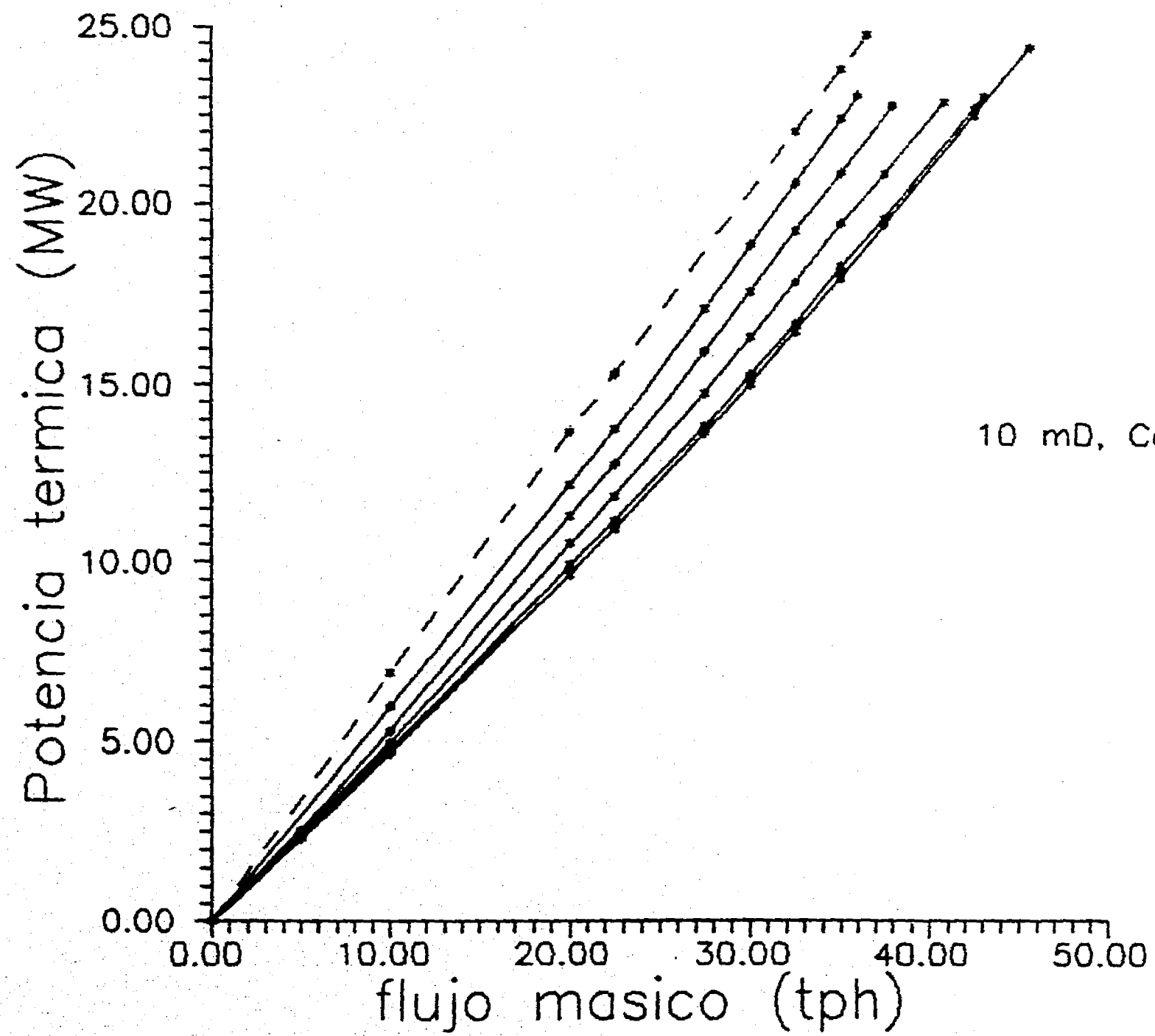
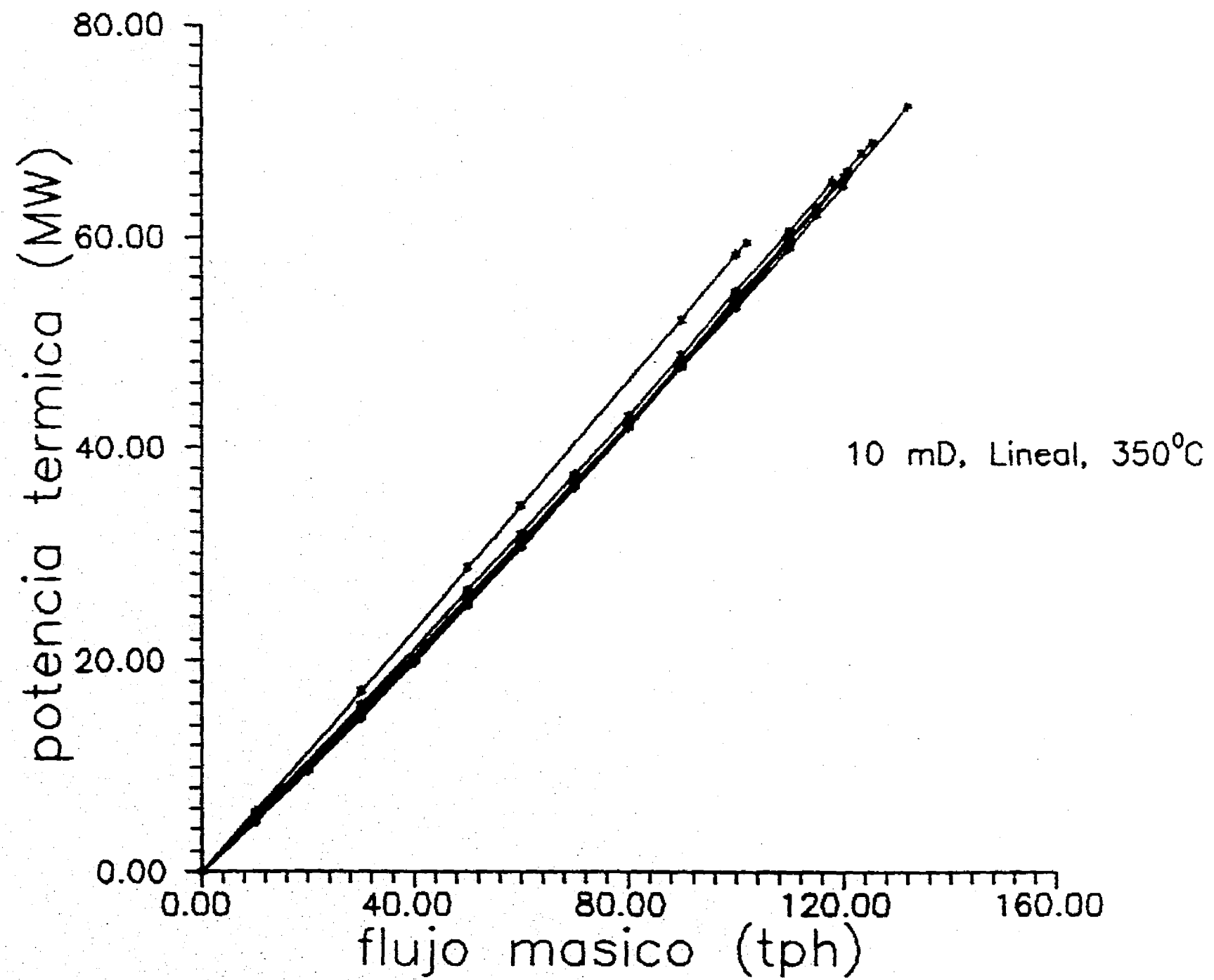


FIG. 9-2.f MEDIO HOMOGENEO SIN CO₂



Lo comentado en el capítulo anterior acerca del efecto ejercido por las permeabilidades absolutas y relativas y por la temperatura inicial del yacimiento sobre las productividades másica y térmica del sistema binario, se aplica también al sistema de agua pura. Resta cuantificar el efecto que la presencia misma del CO_2 tiene sobre esas productividades. Para tal propósito se comparan las curvas IPR y GIPR del sistema binario ya discutidas, con sus homólogas para el caso base de agua pura.

Se observa que las curvas obtenidas para el sistema de agua pura (figuras 9-1 y 9-2) son cualitativamente similares a las obtenidas para el sistema binario (figuras 8-1 y 8-2 del capítulo anterior); principalmente para los casos de 350°C (temperatura inicial del yacimiento). La razón es que, a esta temperatura elevada, la fase gaseosa del sistema binario consiste principalmente de vapor de agua, y la presión total del sistema, aunque mayor, se asemeja más a la del caso de agua pura. En cambio, para 250°C , la presión parcial inicial del bióxido de carbono es de aproximadamente 7 bar, afectando en forma más sustancial.

No obstante la semejanza cualitativa observada para los casos de temperatura inicial de 350°C , los flujos másicos correspondientes al sistema binario son mayores (figuras 8-1.e y 8-1.f, comparadas con 9-1.e y 9-1.f) como consecuencia de las presiones un poco más elevadas. Por consiguiente, las potencias térmicas también son mayores (figuras 8-2.e y 8-2.f, comparadas con

9-2.e y 9-2.f). Sin embargo, si se comparan las potencias térmicas obtenidas considerando un mismo flujo másico, se observan valores ligeramente mayores para el sistema bifásico de agua pura. La presencia de CO_2 , a consecuencia de su menor calor específico, disminuye la entalpía del fluido producido, para una misma velocidad de flujo másico. Como el contenido de CO_2 no es muy apreciable para este caso de 350°C , las diferencias son mínimas.

Cuando la temperatura inicial del yacimiento es de 250°C , las diferencias cualitativas y por tanto cuantitativas son más acentuadas a consecuencia de un mayor contenido de CO_2 en la fase gaseosa. Comparando primero las curvas IPR correspondientes, se observa que el sistema binario presenta los flujos másicos mayores, sobre todo al inicio de la explotación (masa producida acumulada del orden de 5%), cuando la presencia del bióxido de carbono es más importante. Estos flujos al inicio de la explotación llegan a ser prácticamente el doble de los correspondientes al sistema de agua pura, tanto para los casos de permeabilidad relativa del tipo Corey como para los del tipo lineal. Por otra parte, como la presencia del CO_2 inhibe la ebullición, las curvas IPR para el sistema binario muestran un espaciamiento regular entre ellas. En cambio, para el sistema de agua pura, la presencia cada vez más importante de vapor de agua conforme avanza la explotación, provoca caídas de presión cada vez más pronunciadas, a causa de las bajas movilidades del fluido. El comportamiento de las curvas IPR se refleja en las curvas GIPR respectivas.

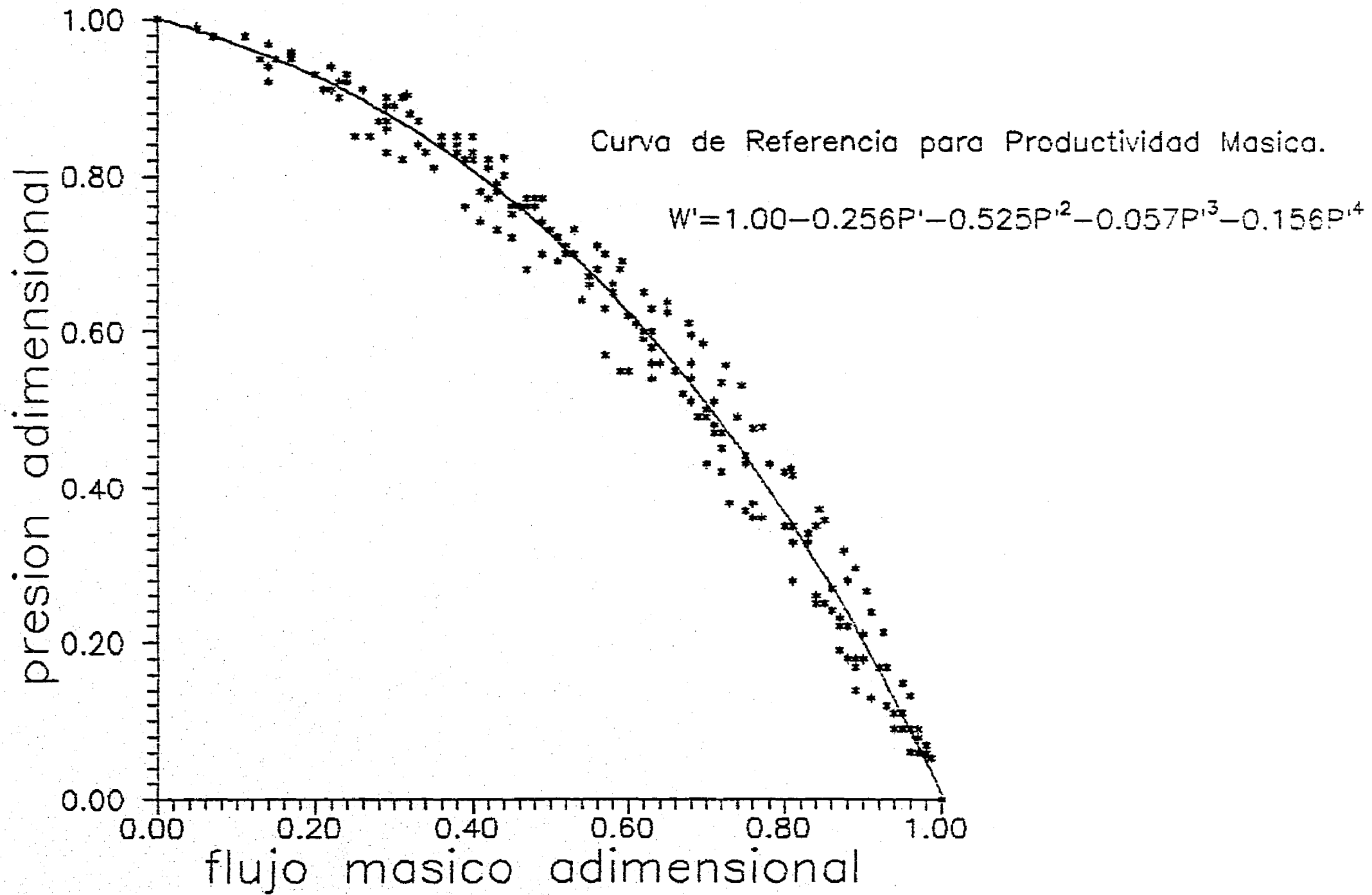
Es importante destacar como resultado del presente análisis que la presencia de CO₂ en los yacimientos geotérmicos, no obstante que afecta negativamente el contenido de entalpía del fluido producido, propicia flujos másicos mucho mayores y por consiguiente, las potencias térmicas máximas permisibles son también mayores. Por otra parte, aunque el estudio fue conformado para un contenido de CO₂ apenas perceptible (0.5% masa), el efecto encontrado sobre las productividades másica y térmica fue considerable.

CONCLUSIONES

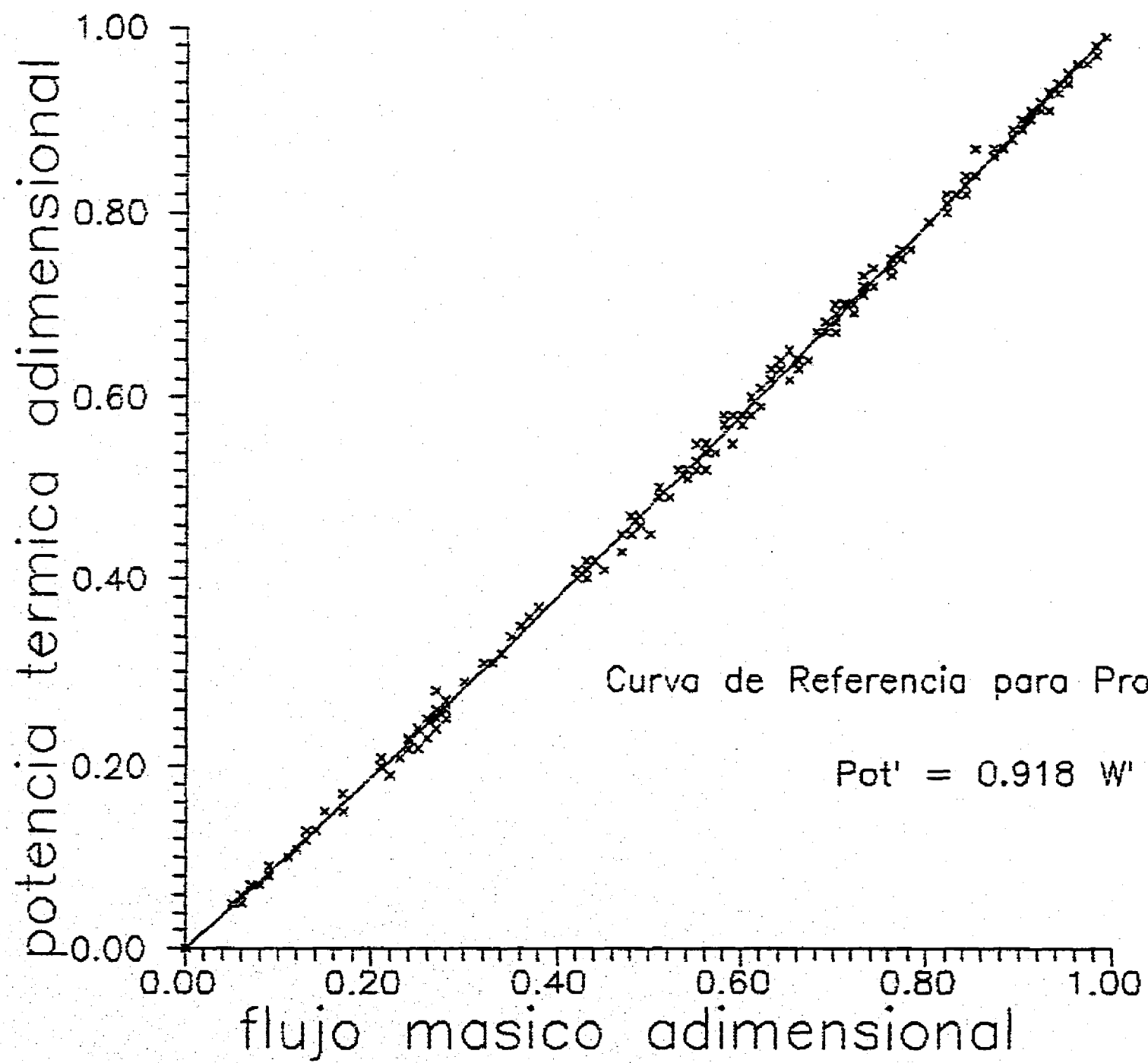
Los resultados presentados en forma de curvas IPR y GIPR muestran, respectivamente, el comportamiento de las productividades másica y térmica de los yacimientos geotérmicos. Este comportamiento es un reflejo de las características de la formación rocosa y del fluido en la formación. Las curvas GIPR describen la productividad de energía térmica, que es el principal recurso geotérmico, reflejando que la explotación de dicho recurso está íntimamente ligada a la extracción de fluido. Las GIPR relacionan producción de energía térmica, producción de fluido y presión en la interfase pozo-yacimiento, para el importante caso de flujo bifásico radial.

El efecto del bióxido de carbono sobre las productividades másica y térmica de los yacimientos geotérmicos es considerable. Esta conclusión se hace patente al comparar las curvas IPR y GIPR obtenidas para yacimientos con/sin bióxido de carbono, no obstante haber considerado un contenido de CO₂ apenas perceptible (0.5% masa).

MEDIO HOMOGENEEO CON CO₂



MEDIO HOMOGENEEO CON CO₂



Hasta el presente, la industria geotérmica carecía de una metodología simple y confiable para estimar la contribución del yacimiento a las productividades másica y térmica de los yacimientos geotérmicos. La metodología propuesta en este trabajo, se basa en el empleo de tan sólo dos curvas de referencia adimensionales, ecuaciones 8.1 y 8.2, una para productividad másica y la otra para productividad térmica, respectivamente. Estas ecuaciones, conjuntamente con unas cuantas mediciones de campo (flujo másico y entalpía de la descarga en el cabezal del pozo, más una determinación de presión a fondo de pozo) permiten predecir a corto, mediano y largo plazo, las productividades másica y térmica de los yacimientos geotérmicos. Se espera, que las curvas obtenidas, puedan llegar a ser de gran utilidad práctica en la industria geotérmica.

El estudio numérico se conformó con el simulador implementado BIODX aplicando el modelo termodinámico desarrollado para la solubilidad del bióxido de carbono en agua y una formulación rigurosa para la determinación de las propiedades termodinámicas y de transporte de la mezcla bifásica H₂O-CO₂.

REFERENCIAS

Ames W.F., 1977. Numerical methods for partial differential equations, Academic Press.

Andersen G., Probst A., Murray L. y Buttler S., 1992. An accurate PVT model for geothermal fluids as represented by H₂O-CO₂-NaCl mixtures. Proceeding of the 18th Workshop on Geothermal Reservoir Engineering, Stanford CA.

Angus S., Armstrong B., Reuck K.M., Carbon dioxide, International thermodynamic tables of the fluid state -3; IUPAC Commission on thermodynamics and thermochemistry, Pergamon Press.

Atkinson P.G., Celati R., Corsi R., Kucuk F., 1980. Behavior of the Bagnore steam/CO₂ geothermal reservoir, Italia; Society of Petroleum Engineers Journal, Agosto, 228-238.

Barenblatt G.E., Zheltov I.P., Kochina I.N., 1960. Basic concepts in the theory of homogeneous liquids in fissured rocks, J. Appl. Math. (USSR), Vol.24, No.5, 1286-1303.

Barta L., Bradley D.J., 1985. Extension of the specific interaction model to include gas solubilities in high temperature brines; Geochimica et Cosmochimica Acta, Vol.49, 195-203.

Bear J., 1972. Dynamics of fluids in porous media; Ed. Elsevier, New York.

Bird R. B., W. E. Stewart y E. N. Lightfoot, 1960. Transport Phenomena; Ed. John Wiley & Sons Inc., Neu York.

Bodvarsson G.S., O'Sullivan M.J., Tsang C.F., 1980. The sensitivity of geothermal reservoir behavior to relative permeability parameters, Proceedings; Sixth Workshop on Geothermal Reservoir Engineering, Stanford, CA, 224-237.

Bodvarsson G.S., 1984. Numerical studies of enthalpy and CO₂ transients in two-phase wells; Geothermal Resources Council, TRANSACTIONS, Vol.8, 289-294.

Bodvarsson G.S. y Gaulke S., 1987. Effects of noncondensable gases on fluid recovery in fractured geothermal reservoirs; SPE Reservoir Engineering, Agosto, 335-342.

Bowers T.S., Helgeson H.C., 1983. Calculation of the thermodynamic and geochemical consequences of nonideal mixing in the system H₂O-CO₂-NaCl on phase relations in geologic systems: Equation of State for H₂O-CO₂-NaCl fluids at high pressures and temperatures'; Geochimica et Cosmochimica Acta, Vol. 47, 1247-1275.

Brons F., 1963. On the use and misuse of production decline curves; Spring Meeting of the Pacific Coast District, Division of Production, American Petroleum Institute, Los Angeles, California, Mayo, 22-25.

Brownell D.H. Jr., Garg S.K., Pritchett J.W., 1977. Governing Equations for Geothermal Reservoirs; Water Resources Research, Vol. 13, No.6, 929-934.

Chen L.H., 1959. Thermodynamic and transport properties of gases, liquids & solids; Am. Soc. Mech. Eng., pp. 358-369.

Chen L.H., 1959. Thermodynamic and transport properties of gaseous carbon dioxide; Applied Mechanics Section, Electric Boat Division, Groton, Connecticut, 358-369.

Cheng P., 1978. Heat transfer in geothermal systems; Adv. Heat Transfer, Vol. 14, No.1, 1-105.

Contreras E., Domínguez B., Iglesias E., García A., Huitrón R., 1988. Compendio de resultados de mediciones petrofísicas en núcleos de perforación del campo geotérmico de Los Azufres, Mich.; GEOTERMIA Rev. Mex. de Geoenergía, Vol.4, No.2, 79-105.

Cooley R., 1971. A finite difference method for variably saturated porous media: application to a single pumping well; Water Res. Research, Vol.7, No.6, 1607-1625.

Corey A.T., et al., 1956. Three-phase relative permeability; Trans. Amer. Inst. Mining Eng., Vol.207, 349.

Crovetto R., 1991. Evaluation of solubility data of the system CO₂-H₂O from 273 K to the critical point of water; Journal of physical and chemical reference data, Vol.20, No.3, Mayo/junio, 575-589.

Darcy H., 1856. Les Fontaines Publiques de la Ville de Dijon, Victor Dalmont, París.

D'Amore F. y Truesdell A.H., 1985. Calculation of geothermal reservoir temperatures and steam fractions from gas compositions; Geothermal Resources Council TRANSACTIONS, Vol.9-parte 1, 305-310.

D'Amore F. y Pruess K., 1986. Correlations between steam saturation, fluid composition and well decline in vapor-dominated reservoirs; Geothermics, Vol.15, No.2, 167-183.

Donaldson I.G., 1968. The flow of steam water mixtures through permeable beds: A simple simulation of a natural undisturbed hydrothermal region; New Zealand Journal of Science, Vol.11, 3-23.

Donaldson I.G., 1982. Heat and mass circulation in geothermal systems; Ann. Rev. Earth Planet, Sci., Vol.10, 377-395.

Duff I.S., 1977. MA28- A set of fortran subroutines for sparse unsymmetric linear equations; Report AERE-R.8730, Computer Science and Systems Division, Harwell/Oxfordshire, Great Britain, 103 pp.

Dusinberre G., 1961. Heat transfer calculations by finite differences; International Textbooks, Scranton, Pa.

Edwards A., 1972. TRUMP: A computer program for transient and steady state temperature distributions in multidimensional systems; Nat. B. of Std., Springfield, Va.

Ellis A.J., 1959. The solubility of carbon dioxide in water at high temperatures; Am. J. Science, Vol. 257, 217-234.

Ellis A. J., y R. M. Golding, 1963. The solubility of carbon dioxide above 100 °C in water and in sodium chloride solutions; American Journal of Science, Vol. 261, 47-60.

Faust CH. R., y J. W. Mercer, 1974. Mathematical modeling of geothermal system; 2nd. United Nations Symposium on the development and the uses of geothermal resources systems, 1635-1641.

Faust CH. R., y J. W. Mercer, 1979. Geothermal reservoir simulation 2: Numerical solutions techniques for liquid and vapor-dominated hydrothermal systems; Water Resources Research, Vol. 15, pp. 653-671.

Fein J.B., Walther J.V., 1987. Calcite solubility in supercritical CO₂-H₂O fluids; Geochimica et Cosmochimica Acta, Vol. 51, 1665-1673.

Firoozabadi A., 1988. Reservoir-fluid phase behavior and volumetric prediction with equations of state; Journal of Petroleum Technology, Abril, 397-406.

Garg S.K., Pritchett J.W., 1977. On pressure-work, viscous dissipation and the energy balance relation for geothermal reservoirs; Advances in Water Resources, Vol.1, No.1, 41-47.

Gaulke S.W., 1986. The effect of CO₂ on reservoir behavior for geothermal systems; Tesis de Maestría, LBL-22720, 135 páginas.

Gentry R.W., 1969. Decline-Curve analysis; Journal of Petroleum Technology, 38-41

Gilbert W.E., 1954. Flowing and gas-lift well performance; Drill. and Prod. Prac., API, 126-

Grant M.A., 1977. Broadlands- A gas-dominated geothermal field; Geothermics, Vol.6, 9-29.

Grant M., Glover R., 1984. Two-phase heat and mass transfer experiment at well BR21 Broadlands; Geothermics, Vol.13, No.3, 193-213.

Grant M.A., Donaldson I.G., Bixley P.F., 1982. Geothermal reservoir engineering; Academic Press.

Gunn C. y Freeston D., 1991. Applicability of geothermal inflow performance and quadratic drawdown relationships to wellbore output curve prediction; Geothermal Resources Council TRANSACTIONS, Vol. 15, Octubre, 471-475.

Haaser N., LaSalle J., Sullivan J., 1970. Analisis matemático 2; Editorial Trillas.

Harvey A.H., Prausnitz J.M., 1989. Thermodynamics of high-pressure aqueous systems containing gases and salts; AIChE Journal, Vol.35, No.4, 635-644.

Hernández M.A., Domínguez G.C., 1984. Apuntes de simulación matemática de yacimientos; Facultad de Ingeniería, UNAM.

Iglesias E.R., Arellano V., Garfias A., Miranda C., Hernández J. y González J., 1983. A method to recover useful geothermal-reservoir parameters from production characteristic curves (1) steam reservoirs; 9th Workshop Geothermal Reservoir Engineering, Stanford California.

Iglesias E.R. y Arellano V., 1988. El campo geotérmico de Los Azufres: prototipo de los sistemas hidrotermales vapliq; Geotermia, Rev. Mex. de Geoenergía, Vol.4, No.1, 229-246.

Iglesias E.R. y Moya S.L., 1990. Geothermal inflow performance relationships; Geothermal Resources Council TRANSACTIONS, Vol.14, parte II, Agosto, 1201-1205.

Iglesias E.R. y Moya S.L., 1993. Investigación de yacimientos geotérmicos fracturados; INFORME IIE/11/5014/I 01/F, 33 páginas.

International Formulation Committee, 1967. The 1967 IFC formulation for industrial use: A Formulation of the thermodynamics properties of ordinary water substance; Issued by the International Formulation Committee of the sixth International Conference on the properties of steam, 32 páginas.

Khalili-Naghadeh N., Valliappan S., 1991. Water Resources Research, Vol.27, No.7, 1703-1709.

Kennedy G.C. y Holser W.T., 1966. Pressure-volume-temperature and phase relations of water and carbon dioxide; Handbook of Physical Constants, Section 16, The Geological Society of America Memoir 97, 371-383.

Kestin J., DiPippo R., Khalifa E., Ryloy D.J., 1980. Sourcebook on the production of electricity from geothermal energy; United States Dept. of Energy, DOE/RA/28320-2, Agosto.

Kerrick D.M., Jacobs G.K., 1981. A modified Redlich-Kwong equation for H_2O , CO_2 , and H_2O-CO_2 mixtures at elevated pressures and temperatures; American Journal of Science, Vol.281, Junio, 735-767.

Krichevsky I.R. y Kasarnovsky J.S., 1935; J. Am. Chem. Soc., Vol.57, 2168-.

Kruger P., Semprini L., Nieva D., Verma S., et al., 1985. Analysis of reservoir conditions during production startup at the Los Azufres geothermal field; International Symposium on Geothermal Energy, Geothermal Resources Council, Agosto, 1-9.

Li Y., Nghiem L.X., 1986. Phase equilibria of oil, gas and water/brine mixtures from a cubic equation of state and Henry's law; The Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol.64, Junio, 486-496.

Lippman M.J., Bodvarsson G.S., Gaulke S.W., 1985. Enthalpy transients in fractured two-phase geothermal reservoirs; Geothermal Resources Council, Transactions, Vol.9, Julio.

Lyckman E.W., Eckert C.A., Prausnitz J.M., 1965. Generalized reference fugacities for phase equilibrium thermodynamics; Chemical Engineering Science, Vol.20, 685-691.

Mahon W.A.J., Finlayson J.B., 1972. The chemistry of the Broadlands geothermal area New Zealand; American Journal of Science, Vol.272, Enero, 48-68.

Maier C.G. y Kelly K.K., 1932. An equation for the representation of high-temperature heat content data; This Journal, Vol.52, 3243-3246.

Majumdar A.J. y Roy R., 1956. Fugacities and free energies of CO_2 at high pressure and temperature; Geochim. Cosmochim. Acta, Vol.10, No.3, 311-315.

MacNeal R., 1953. An asymmetric finite difference network; Quart. Appl. Math., Vol.2, 295-310.

Malinin S.D., 1959. The H_2O-CO_2 system at high temperatures and pressures; Geokhimiya, No.3, 235-245.

Malinin S.D., 1974. Thermodynamics of the H_2O-CO_2 system; Geochemistry International, Vol.11, 1060-1085.

Mason E.A. y T.H. Spurling, 1969. The virial equation of state; Int. Encicl. Phis. Chem. and Chem. Phis. Topic 10, The Fluid State, Pergamon Press.

McKibbin R y Pruess K., 1988. On non-condensable gas concentrations and relative permeabilities in geothermal reservoirs with gas-liquid co-or counterflows, 10th New Zealand Geothermal Workshop, 347-354.

McKibbin R y Pruess K., 1989. Some effects of non-condensable gas in geothermal reservoirs with steam-water counterflow; Geothermics, Vol. 18, No.3, 367-375.

Mercer J.W., Pinder G.F., Donaldson I.G., 1975. A Galerkin-finite element analysis of the hydrothermal system at Wairakei, New Zealand; Journal of Geophysical Research, Vol.80, No.17, 2608-2621.

Moya S.L., Ramos E., Sen M., 1987. Numerical study of natural convection in a tilted rectangular porous material; Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.30, No.4, 741-756.

Moya S.L., 1989. Programa LAIGAG; INFORME IIE/11/2081/I 02/P, 35 páginas.

Moya S.L., e Iglesias E.R., 1992. Solubilidad del bióxido de carbono en agua en condiciones geotérmicas; Geofísica Internacional, Vol. 31, No. 3, 305-313.

Moya S.L., Ruiz J.N., Aragón A., Iglesias E., 1994. Modelo numérico en diferencias finitas para el transporte de masa y energía en yacimientos geotérmicos con bióxido de carbono; sometido a GEOTERMIA Revista Mexicana de Geoenergía.

Moore J.N., Adams M.C. y Lemieux M., 1992. The formation and distribution of CO₂-enriched fluid inclusions in epithermal environments; Geochimica et Cosmochimica Acta, Vol. 56, 121-135.

Muskat, 1937. Use of data on the build-up of bottom-hole pressures; Trans. AIME, Vol.123, 44-48.

Narasimhan T.N., Witherspoon P.A., 1976. An Integrated Finite Difference Method for analyzing fluid flow in porous media; Water Resources Research, Vol. 12, No. 1, 57-64.

Nehring N.L. y D'Amore F., 1984. Gas chemistry and thermometry of the Cerro Prieto, México, geothermal field; Geothermics, Vol.1/2, 75-89.

Nieva D., Verma M., Santoyo E., Barragan R., Portugal E., Ortiz J., Quijano J., 1987. Estructura hidrológica del yacimiento de Los Azufres; International Symposium on Development and Exploitation of Geoth. Resources, Proceedings, Cuernavaca Mor., 202-213.

Nighswander J.A., Kalogerakis N. y Mehrotra A.K., 1989. Solubilities of carbon dioxide in water and 1 wt % NaCl solution at pressures up to 10 MPa and temperatures from 80 to 200°C; J. Chem. Eng. Data, Vol. 34, 355-360.

- O'Sullivan M.J., 1981. A similarity method fo geothermal well test analysis; Water Resources Research, Vol. 17, No.2, 390-398.
- O'Sullivan M.J., Bodvarsson G.S., Pruess K., Blackeley M.R., 1985. Fluid and heat flow in gas-rich geothermal reservoirs; SPEJ 12102, 215-226.
- Palacios A., 1987. Dinámica de pozos geotérmicos; Tesis Doctoral, DEPMI-UNAM.
- Peng D. Y., Robinson D.B., 1976. A New Two-constant equation of state; Ind. Eng. Chem., Fundam., Vol.15, No.1, 59-64.
- Peaceman D.W., 1977. Fundamentals of numerical reservoir simulation; Elsevier, Amsterdam.
- Prausnitz J.M., 1969. Molecular thermodynamics of fluid-phase equilibria, Prentice Hall Inc.
- Prausnitz J., Anderson T., Grens E., Eckert C., Hsieh R., O'Connell J., 1980. Computer calculations for multicomponent vapor-liquid and liquid-liquid equilibria; Prentice-Hall.
- Pritchett J.W., Rice M.H., Riney T.D., 1981. Equation of State for water-carbon dioxide mixtures: implications for Baca Reservoir, DOE/ET/27163-8, 1981.
- Pruess K., Schroeder R.C., 1980. SHAFT79 Users's Manual; REPORT LBL-10861, Lawrence Berkeley Laboratory, Enero, 47 páginas.
- Pruess K., Narasimhan T.N., 1982a. A practical method for modeling fluid and heat flow in fractured porous media, paper SPE-10509, Proc. Sixth SPE-Symposium on Reservoir Simulation, New Orleans, LA.
- Pruess K., Narasimhan T.N., 1982b. On fluid reserves and the production of superheated steam from fractured, vapor-dominated geothermal reservoirs, Journal of Geophysical Research, Vol.87, No. B11, 9329-9339.
- Pruess K., 1983. GMINC-A mesh generator for flow simulations in fractured reservoirs, Report LBL-15277, Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley, California.
- Pruess K., y Narasimhan T.N., 1985. A practical method for modeling fluid and heat flow in fractured porous media; Society of Petroleum Engineers Journal, Vol.25, No.1, Febrero, 14-26.
- Pruess K., Celati R., Calore C., D'Amore F., 1985. CO₂ trends in the depletion of the Larderello vapor-dominated reservoir; Proc., Tenth Workshop on Geothermal Reservoir Engineering, Stanford University, Stanford, California, Enero.
- Pruess K., 1987. TOUGH Users's Guide; REPORT LBL-20700, Lawrence Berkeley Laboratory, Junio, 78 páginas.

Pruess K., 1988. SHAFT, MULKOM, TOUGH: A set of numerical simulator for multi-phase fluid and heat flow, Geotermia, Rev. Mex. de Geoenergía, Vol. 4, pp. 185-202.

Pruess K., Wang J.S.Y. y Tsang Y.W., 1988. Effective continuum approximation for modeling fluid and heat flow in fractured porous tuff, Report. SAND 86-7000, Lawrence Berkeley Laboratory para Sandia National Laboratories.

Pruess K., Wang J.S.Y., Tsang Y.W., 1990. On thermohydrologic conditions near high-level nuclear wastes emplaced in partially saturated fractures tuff -2. Effective continuum approximation; Water Resources Research, Vol.26, No.6, Junio, 1249-1261.

Quijano J., Gallardo M., Laredo F., Tello M., Pérez E., Moreno J., 1987. Modelo geoquímico de los fluidos del campo geotérmico de Los Azufres, Mich.; Dpto. Exploración-CFE, R. Int. No.6-87.

Reynolds W.C., 1978. Termodinámica, Mc.Graw Hill.

Ruiz J.N., 1993. Modelo numérico en diferencias finitas para el transporte de masa y calor en yacimientos geotérmicos agua-bióxido de carbono: una nueva formulación termodinámica; Tesis de Licenciatura, Universidad Juárez Autónoma de Tabasco.

Rybach L. y Muffler L.J.P., 1981. Geothermal systems: principles and case histories, John Wiley & Sons.

Santoyo E., Verma S.P., Nieva D y Portugal E., 1991. Variability in the gas phase composition of fluids discharged from Los Azufres geothermal field, México; Journal of Volcanology and Geothermal Research; Vol.47, 161-181.

Santoyo E., 1991. Modelación matemática de yacimientos geotérmicos bifásicos en estado estacionario para la determinación de perfiles de composición y temperatura.; Tesis de maestría, UAEM, Cuernavaca, Mor.

Schiedegger A.E., 1974. The physics of flow through porous media; Third Edition, University of Toronto Press, Toronto, 1974.

Schubert G., Straus J.M., 1981. Thermodynamic properties for the convection of steam-water-CO₂ mixtures; American Journal of Science, Vol.281, Marzo, 318-334.

Sengers J.V., Watson J.T.R., Basu R.S. y Kamar-Parci, 1984. Representative equations for the thermal conductivity of water substance; J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol.13, No.3, 893-933.

Sheu J.P., Torrance K.E. y Turcotte D.L., 1979. On the structure of two-phase hydrothermal flows in permeable media; Journal of Geophysical Research, Vol.84, No.B13, 7524-7532.

Spycher N.F. y Reed M.H., 1988. Fugacity coefficients of H_2 , CO_2 , CH_4 , H_2O and of $H_2O-CO_2-CH_4$ mixtures: A virial equation treatment for moderate pressures and temperatures applicable to calculations of hydrothermal boiling, *Geochim. Cosmochim. Acta*, Vol.52, 739-749.

Sorey M.L., Grant M.A., Bradford E., 1980. Nonlinear effects in two-phase flow to wells in geothermal reservoirs; *Water Resources Research*, Vol.16, No.4, 767-777.

Straus J.M. y Schubert G., 1979. Effect of CO_2 on the buoyancy of geothermal fluids; *Geophysical Research Letters*, Vol.6, No.1, 5-8.

Suárez M. C., K. Pruess, y M. Lippman, 1989. Preliminary modeling studies on Los Azufres Geothermal fields: Free convection in Tejamaniles; *Workshop of Stanford Meeting*, 161-172.

Suárez M.C., y De la Torre E., 1991. Diferencias finitas integrales: un "nuevo" método en la solución de problemas de transporte en medios continuos; *UGM Reunión*, 1-6.

Suárez M.C., 1991. Capacidad energética del sector Tejamaniles; *Geotermia, Revista Mexicana de Geoenergía*, Vol.7, No.3, 291-324.

Sutton F.M., 1976. Pressure-temperature curves for a two-phase mixture of water and carbon dioxide; *New Zealand Journal of Science*, Vol. 19, 297-301.

Sutton F.M. y McNabb A., 1977. Boiling curves at Broadlands geothermal field, New Zealand; *New Zealand J. of Science*, Vol.20, 333-337.

Sweigert R.L., Weber P., Allen R.L., 1946. Thermodynamic properties of gases: carbon dioxide; *Industrial and Engineering Chemistry*, Vol. 38, No.2, 185-196.

Takahashi M., 1988. A wellbore flow model in the presence of CO_2 gas; *Proceedings, Thirteenth Workshop on Geothermal Reservoir Engineering, Stanford University, Stanford, California*, 151-157.

Takenouchi S., Kennedy G.C., 1964. The binary system H_2O-CO_2 at high temperatures and pressures; *Am. J. Science*, Vol.262, 333-337.

Takenouchi S., Kennedy G.C., 1965. The solubility of carbon dioxide in NaCl solutions at high temperatures and pressures; *American Journal of Science*, Vol. 263, Mayo, 445-454.

Tanaka S. y Nishi K., 1988. Computer code of two-phase flow in geothermal wells producing water and/or water-carbon dioxide mixtures; *Proceedings, Thirteenth Workshop on Geothermal Reservoir Engineering Stanford University, Stanford, California*, 159-164.

Todheide K. y Franck E.U., 1963. Das zweiphasengebiet und die kritische kurve im system kohlendioxid-wasser bis zu drucken von 3500 bar; Zeitschrift fur Physikalische Chemie Neue Folge, Vol. 37., 387-401.

Torrance K.E., 1983. Boiling in porous media; ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference Proceedings, Vol. 2, pp. 593-606.

Vogel J.V., 1968. Inflow performance relationships for solution-gas drive wells; J. Pet. Tech., Enero, 83-92.

Warren J.E., Root P.J., 1963. The behavior of naturally fractured reservoirs; Society of Petroleum Engineers Journal, 245-255.

Wiebe R., Gaddy V.L., 1939. The solubility in water of carbon dioxide at 50, 75 and 100° at pressures to 700 atm; J. Amer. Chem. Soc., Vol.61.

Wiebe R., 1941. The binary system carbon dioxide-water under pressure; 475-481.

Wiebe R. y Gaddy V.L., 1941. Vapor phase composition of carbon dioxide-water mixtures at various temperatures and at pressures to 700 atmospheres; J. Am. Chem. Soc., Vol.63, 475-477.

Wiebe R. y Gaddy V.L., 1940. The solubility of carbon dioxide in water at various temperatures from 12 to 40°C and pressures to 500 atmospheres. Critical Phenomena; J. Am. Chem. Soc., Vol. 62, 815-817.

Widlund O.B., 1967. On difference methods for parabolic equations and alternating direction implicit methods for elliptic equations; IBMJ, 239-243.

Zawisza A. y Malesińska B., 1981. Solubility of carbon dioxide in liquid water and of water in gaseous carbon dioxide in the range 0.2-5 MPa and at temperatures up to 473 K; J. Chem. Eng. Data, Vol. 26, 388-391.

Zel'venskii Y.D., 1937. The solubility of carbon dioxide under pressure; Jour. Chem. Industry [U.S.S.R.], Vol. 14, 1250-1257.

Zyvolosky G.A., y O'Sullivan M.J., 1980. Simulation of a gas-dominated, two-phase geothermal reservoir; Society of Petroleum Engineers Journal, 52-58.