

OPTIMIZACION DE MALLAS DE URANIO NATURAL PARA
VARIOS MODERADORES I

A. Morales y Amado †*

Instituto de Física, Universidad Nacional de México

A. Serment C. ††*

Facultad de Ciencias, Universidad Nacional de México

(Recibido: 14 de Julio, 1961)

RESUMEN

We have found in this paper that for a cylindrical natural uranium and light water subcritical system there is an optimum cell and uranium rod radius among all cells and rod radii studied ($k_{\infty} = 0.97$, $r_0 = 1$ cm., $r_1 = 1.8$ cm.). The feasibility of interchanging natural uranium rods from the U - H₂O subcritical system to a U - D₂O critical zero power system was shown possible utilizing only optimum diameter rods. The effect of an air gap around the U - rod, for the light water system, was studied and it was shown that for a given cell and rod radius there was an air

† Asesor de la Comisión Nacional de Energía Nuclear.

* Profesor de la Escuela Superior de Física y Matemáticas, Instituto Politécnico Nacional.

†† Subsidiada parcialmente por la Comisión Nacional de Energía Nuclear.

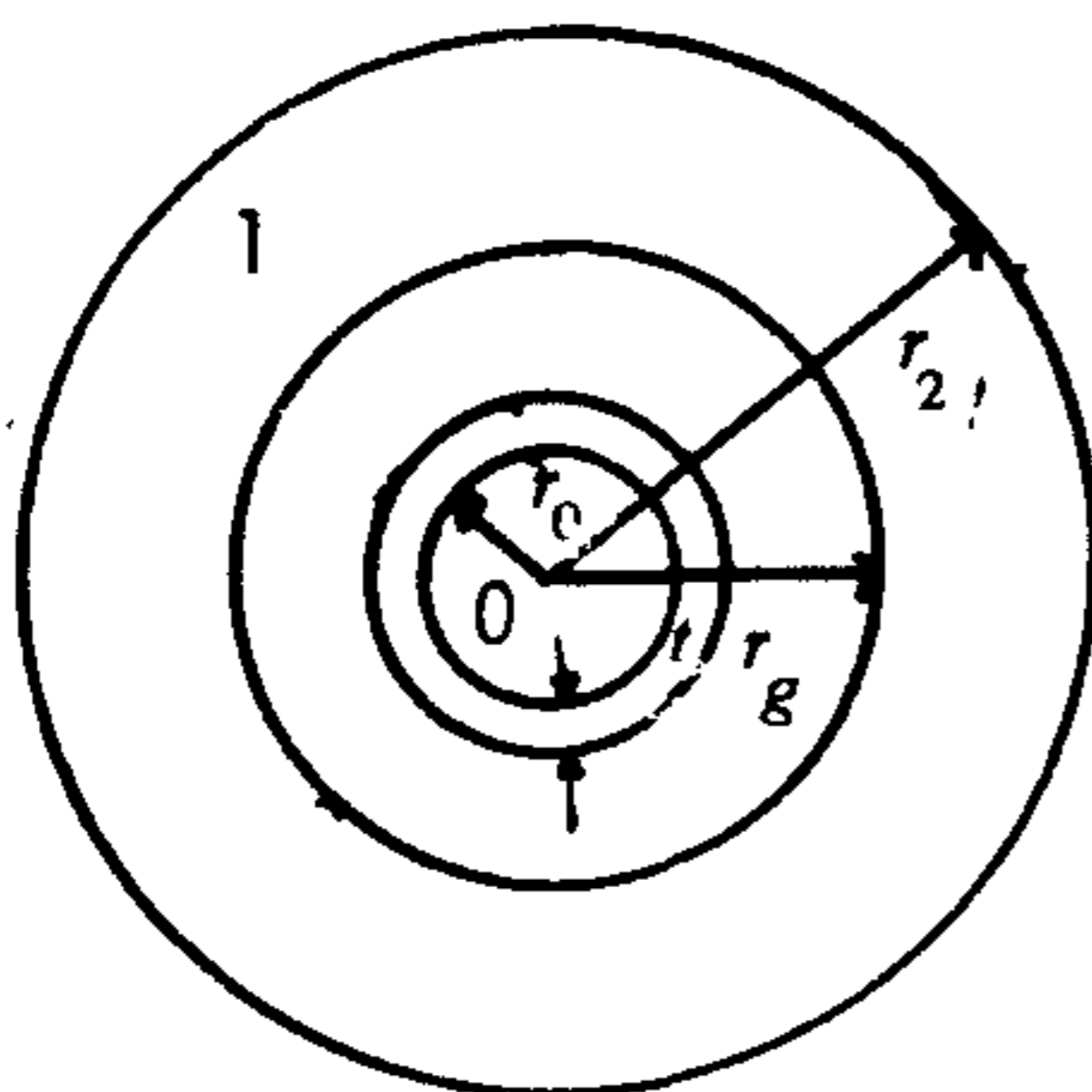
gap thickness that optimized the infinite multiplication factor. Some estimates on the masses of both the subcritical natural uranium-light water and the critical natural uranium-heavy water systems are given. Monoenergetic diffusion theory was used and all computations were done on the IBM 650 machine of the University of Mexico.

En este trabajo se han estudiado sistemáticamente mallas heterogéneas de geometría cilíndrica utilizando barras de uranio natural (0.71% de ^{235}U) y teniendo como moderadores agua ligera y agua pesada. Al mismo tiempo, y motivados por resultados experimentales¹, que muestran fuerte aumento en el factor de multiplicación infinita (k_{∞}), se ha estudiado el efecto que produce el rodear de un anillo de aire a la barra del combustible.

En este cálculo se han utilizado las siguientes aproximaciones², comunes en el campo de mallas heterogéneas:

- a) La teoría de la difusión para sistema monoenergético.
- b) Se desprecia el aumento de temperatura de los neutrones.
- c) La producción de neutrones térmicos es uniforme a lo largo del moderador y cero en el uranio.
- d) La celda característica de la geometría considerada (malla exagonal) se reemplaza por una celda característica circular de igual volumen en cuyas fronteras la derivada normal del flujo se hace cero.

La celda característica estudiada se presenta en la figura 1, en donde se muestra la región del combustible (0), barra de uranio natural del radio r_0 ; rodeando al uranio, un encamisado de aluminio de espesor t (región 2), un anillo de aire de espesor $[r_g - (r_0 + t)]$ y el moderador de espesor $(r_2 - r_g)$, (región 1).



Para calcular el factor de multiplicación infinita se procedió de la manera siguiente. El factor k_{∞} está dado por cuatro factores.

$$k_{\infty} = \eta p f \epsilon \quad (1)$$

en donde se adoptó

$$\begin{aligned} \eta &= 1.33 \text{ (para uranio natural)} \\ &= \text{número de neutrones producidos por neutrón térmico} \\ &\text{absorbido en el sistema.} \end{aligned} \quad (2)$$

El cálculo del factor de utilización térmica f , y el del factor de escape a la resonancia p , se basan en la expresión analítica³

$$1/f = 1 + R_1 + X_1 + (R_2 + R_2 X_1 + B_1 + X_2) \quad (3)$$

en donde

$$R_1 = \frac{\sum_a^1 V_1 k_0 r_0 I_0(k_0 r_0)}{\sum_a^0 V_0 2 I_1(k_0 r_0)} \quad (4)$$

$$R_2 = \frac{\sum_a^2 V_2 k_0 r_0 I_0(k_0 r_0)}{\sum_a^0 V_0 2 I_1(k_0 r_0)} \quad (5)$$

$$1 + X_1 = \frac{k_1 (r_2^2 - r_g^2)}{2 r_g} \cdot \frac{I_1(k_1 r_2) K_0(k_1 r_g) + K_1(k_1 r_2) I_0(k_1 r_g)}{I_1(k_1 r_2) K_1(k_1 r_g) - K_1(k_1 r_2) I_1(k_1 r_g)} \quad (6)$$

$$B_1 = \frac{\sum_s^2 k_1^2 (r_2^2 - r_g^2) \frac{t}{r_0}}{\sum_s^1} \quad (7)$$

$$X_2 = \frac{1}{2} k_2^2 t^2 \quad (8)$$

En estas formulas los índices 0, 1, 2 representan las regiones de uranio, moderador, y aluminio respectivamente. Las V 's son los volúmenes de dichas regiones y las k 's están dadas por

$$k_i^2 = \frac{\sum_a^i}{D_i} \quad (9)$$

en donde D_i es el coeficiente de difusión de la región i . Las $\sum_{a,s}^i$ representan la sección macroscópica de absorción (a) y de dispersión (s) en la región i . Las funciones $I(x)$ y $K(x)$ son funciones modificadas Bessel de 1er y 2o orden.

En el cálculo del factor de escape a la resonancia, p , se utiliza la misma fórmula⁴ (3) excepto que ahora todas las funciones de energía se evalúan a la energía de resonancia en lugar de a la energía térmica como se hace en (3). Esto es:

$$p = \exp \left[\frac{1}{f_r} - 1 \right]^{-1} \quad (10)$$

En el cálculo de f_r se utiliza para la sección macroscópica de absorción del combustible la fórmula

$$\sum_{ar}^0 = \frac{N_0 I_{ef}}{U_r} = \frac{N_0}{U_r} \left(9.25 + 24.9 \frac{S}{M} \right) \times 10^{-24} \quad (11)$$

en donde N_0 es el número de núcleos de U^{238} por unidad de volumen en el combustible, U_r el rango de letargia⁵ ($=3$). Para \sum_{ar}^1 se usa la fórmula

$$\sum_{ar}^1 = \frac{\bar{\xi} \Sigma_1}{U_r} \quad (12)$$

En este punto debe hacerse notar

a) El cálculo de p es exacto, dentro de las aproximaciones enunciadas al principio de este artículo, y

b) Una de las cantidades determinadas experimentalmente es I_{ef} y ésta varía, en su forma analítica, de acuerdo con el autor y el método usado aunque esta variación es casi despreciable. Otras cantidades determinadas experimentalmente son, por supuesto, las otras secciones.

Para el cálculo del factor de fisiones rápidas se utilizó una forma analíti-

ca que reproduce fielmente los valores teóricos⁶. La fórmula obtenida es

$$\epsilon(r_0) = a + br_0 + cr_0^2 + dr_0^3 \quad (13)$$

donde

$$a = 0.99850000$$

$$b = 0.02677660$$

$$c = -0.00320500$$

$$d = 0.00025833$$

CONSTANTES USADAS

Las constantes usadas en este cálculo fueron tomadas en su mayoría de una publicación⁷, que en nuestro conocimiento es la más reciente. Las constantes calculadas a la energía de resonancia se tomaron de las recomendadas por A. A. Weinberg y E.P. Wigner⁵.

TABLA DE CONSTANTES

	H_2O		D_2O	
	$\frac{1}{f}$	$\frac{1}{f_r}$	$\frac{1}{f}$	$\frac{1}{f_r}$
Σ_a^1	.022	.46	3.3×10^{-5}	.06
Σ_a^0	.364	Σ_{ar}^0	.364	Σ_{ar}^0
k_0	.728	.44	.728	.44
k_1	.356	.885	.0073	.22
Σ_a^2	.014	.014	.014	.014
Σ_s^1	3.45	3.45	.449	.449
Σ_s^2	.084	.084	.084	.084
k_2	.0025	.0025	.0025	.0025

$$\Sigma_{ar}^0 = \frac{N_0 I_{ef}}{U_r} = \frac{N_0}{U_r} \left(9.25 + \frac{24.9 S}{M} \right) = \frac{N_0}{U_r} \left(9.25 + 24.9 \frac{2}{\rho r_0} \right)$$

$$\Sigma_{ar}^0 = 0.14517875 + \frac{0.412435408}{r_0}$$

METODO DE CALCULO

Las fórmulas previamente enunciadas se programaron en su totalidad en la máquina electrónica IBM 650 del Centro Electrónico de Cálculo de la UNAM.

Para el cálculo de las funciones modificadas Bessel se hizo uso de polinomios que dan un error menor de 10^{-7} (Ver apéndice).

RESULTADOS

Uranio Natural - Agua Ligera.

Las gráficas 1, 2 y 3 muestran los resultados obtenidos para k_{∞} contra r_0 para varios valores del radio exterior de la celda r_1 . Estos resultados son para una celda de dos regiones, es decir, para

$$t = 0, \quad r_0 = r_g \quad \text{y} \quad r_2 = r_1, \quad (14)$$

o sea, despreciando el efecto del encamisado de aluminio de espesor t y sin anillo de aire rodeando al combustible.

La gráfica 1 muestra que para una celda dada, es decir, para un r_1 fijo se puede optimizar el radio de la barra de uranio r_0 .

Al mismo tiempo de entre todas las celdas posibles existe una para la cual tanto el radio exterior de la celda r_1 como el radio de la barra de uranio (r_0) son óptimos. Esta gráfica se calculó tomando incrementos en r_1 , $\Delta r_1 = 0.2$; y $\Delta r_0 = 0.1$ a lo largo de toda la región estudiada.

En la gráfica 2 se encuentra lo mismo que en la gráfica 1 excepto que $\Delta r_0 = 0.05$. Se disminuyó el incremento con objeto de afinar las curvas.

En la gráfica 3 se muestran únicamente los valores de k_{∞} máxima para las diferentes celdas. Estos valores se tomaron de la gráfica 2.

En la gráfica 4 se muestran algunos resultados experimentales⁸, en los que se exhiben errores experimentales, comparados con los resultados teóricos obtenidos en este artículo, así como con los resultados teóricos obtenidos en la referencia citada arriba⁸.

En la gráfica 5 se muestra la función $\epsilon(r_0)$ usada en todos estos cálculos, junto con algunos valores experimentales.

Uranio Natural - Agua Ligera. Con Anillo de Aire y Encamisado de Aluminio.

En esta sección se exhiben los resultados obtenidos con el sistema de barras de uranio natural de radio r_0 rodeadas de un encamisado de aluminio de espesor t , y éste a su vez rodeado de un anillo de aire de espesor $(r_g - (r_0 + t))$, con el moderador de espesor $(r_2 - r_g)$.

La gráfica 6 muestra el efecto de optimización que se tiene en la k_{∞} , para un radio de celda característica $r_2 = 2.8$ cm., al variar el espesor de aire para un espesor de aluminio fijo ($t = 0.1$ cm.).

Las gráficas 7, 8 y 9 muestran lo mismo para diferentes r_2 (2.4, 2.0, 1.6 cm.)

La gráfica 10 compara, para la misma celda característica, los resultados con aire y sin aire.

Las gráficas 11 y 12 muestran lo mismo para diferentes celdas características.

Es de notarse en estas gráficas que el valor óptimo de la k_{∞} para una celda con aire es mayor para un radio de barra de uranio menor que los respectivos valores para la celda equivalente sin aire. El efecto es más notorio para dimensiones de celdas mayores.

En los tipos de gráficas anteriores se han calculado varios valores intermedios de celdas características, así como gráficas para f , f_r y p para todos los valo-

res, mismas que están a la disposición de aquellos lectores con interés en estos detalles.

Uranio Natural - Agua Pesada.

Este cálculo además de su interés intrínseco tiene por objeto comparar el radio óptimo (aquél que da la k_{∞} óptima) del sistema Uranio Natural - Agua Ligera con el de la región óptima para el sistema Uranio Natural - Agua Pesada con el objeto de estudiar la posibilidad de intercambio de barras de uranio natural del sistema de agua ligera al de agua pesada. En la gráfica 13, calculada para $r_0 \approx r_g$, $t = 0$ y $r_2 = r_1$ con moderador agua pesada, se muestra la posibilidad de este intercambio manteniéndose en la región óptima de los dos sistemas. La gráfica 14 muestra lo mismo que la gráfica 13 excepto que Δr_0 es menor, y por lo tanto la curva es más exacta, y la región de r_1 es más extensa.

En la gráfica 15 se comparan los resultados de nuestros cálculos con otros calculados con métodos aproximados⁹.

LAPLACIANOS Y MASAS

Uranio Natural - Agua Ligera

Haciendo uso de las fórmulas siguientes

$$\mu = \frac{1}{1 - k_{ef}} \quad , \quad k_{ef} = k_{\infty} e^{-M^2 B_g^2} \quad , \quad y$$

$$B_g^2 = \left(\frac{2.405}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2 = \frac{8.364}{R^2}$$

para volumen mínimo, y adoptando

$$k_{\infty}^{op} = 0.97 \quad ; \quad r_0 = 1 \text{ cm.} \quad ; \quad r_1 = 1.8 \text{ cm.}$$

$$\frac{V_1}{V_0} = 2.24 \quad , \quad M^2 = 46 \text{ cm}^2.$$

se obtiene para una multiplicación de $\mu = 6$,

$$k_{ef} = 0.8334 \quad \text{y} \quad B_g^2 = 0.35 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2}.$$

con

$$R = 49 \text{ cm.} \quad \text{y} \quad H = 96 \text{ cm.}$$

de lo que se puede calcular la masa de Uranio M_u necesaria, ésta resulta

$$M_u = 4.3 \text{ toneladas.}$$

Uranio Natural - Agua Pesada

El laplaciano material está dado por

$$B_m^2 = \frac{k_\infty - 1}{M^2} \quad (\text{para reactores grandes})$$

Adoptando $r_0 = 1 \text{ cm.}$, $r_1 = 10 \text{ cm.}$, $k_\infty = 1.3$ y $M^2 = 350 \text{ cm}^2$ (PIGC, 12' 58 p.360) se obtiene

$$B_m^2 = 8.575 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2}$$

para criticalidad

$$B_m^2 = B_g^2 = \frac{8.364}{R^2} \quad \text{para volumen mínimo.}$$

$$\therefore R = 98.8 \text{ cm.} \quad \text{y} \quad H = 192.66 \text{ cm.}$$

y como el número de capas está dado aproximadamente por

$$n \cong \frac{R}{2r_1} = 4.94 \cong 5$$

y el número de barras está dado por¹⁰

$$N = n^2 + (2n + 1)(n + 1) = 91$$

se obtiene una masa de

$$M_u = \pi r_0^2 H N \rho_u = 1.035 \text{ toneladas.}$$

El volumen de agua pesada está dado por

$$V_{D_2O} = \pi R^2 H - \pi r_0^2 H N = 5.83 \text{ m}^3$$

con lo que se obtiene una masa de agua pesada de

$$M_{D_2O} = V_{D_2O} \rho_{D_2O} = 6.413 \text{ toneladas.}$$

Análogamente, dos cálculos similares al anterior conducirían a los siguientes resultados:

r_0	1.0 cm.	2.0 cm.
r_1	10.5 cm.	15.5 cm.
$k_{\infty}^0 p$	1.305	1.318
M^2	500 cm. ²	400 cm. ²
$B^2 \times 10^4$	6.1 cm ⁻²	8.0 cm ⁻²
R	1.17 m.	1.00 m.
H	2.28 m.	1.95 m.
n	6	4
N	127	61
M_u (tons)	1.75	2.85
M_{D_2O} (tons)	10.8	8.1

Los valores de M^2 usados en estos cálculos salieron de la referencia¹¹, y sólo deben tomarse como aproximados, ya que debido a la falta de datos la extrapolación es sumamente difícil. Nótese también, que las masas de uranio obtenidas para el sistema $U-D_2O$ son menores que las encontradas en la práctica.

Esto se debe a dos razones:

- a) La teoría de difusión predice valores mayores para k_{∞} , es decir, nosotros encontramos valores del orden $k_{\infty}^{op} \cong 1.33$, y los reportados son del orden $k_{\infty}^{expt.} \cong 1.25$.
- b) Los valores de M^2 que se usaron son sólo aproximadas, y por lo tanto también introducen errores.

CONCLUSIONES

De los resultados anteriores se puede concluir dentro de las limitaciones de la teoría que:

- a) De todas las mallas cilíndricas posibles para el sistema ($U-H_2O$) existe una que da condiciones óptimas en k_{∞} .
- b) El solo hecho de rodear el elemento de combustible con un anillo de aire optimiza la k_{∞} para cierto espesor de aire, mejorándola también con respecto al sistema equivalente sin aire.
- c) Las mismas barras utilizadas en el sistema de agua ligera se pueden utilizar en el sistema de agua pesada, aunque con separación mayor. Lo que permite pensar en un reactor crítico ($U-D_2O$) que sería usado como subcrítico ($U-H_2O$) utilizando barras del mismo radio.

Consideraciones de transferencia de calor y de potencia podrían alterar un poco las conclusiones arriba enunciadas. Se están llevando a cabo estudios sobre estos temas que se publicarán más adelante, junto con los resultados obtenidos usando grafito como moderador y UO_2 como combustible. Cálculos usando dos grupos de neutrones se tomarán en cuenta, ya que es bien sabido que la simple teoría de la difusión sólo es buena en primera aproximación.

Finalmente los autores quisieran agradecer a los Sres. Domingo Navarro y Adalberto García de Mendoza la ayuda prestada en cálculos preliminares, así como al Sr. José Calvillo por haberse encargado de programar y obtener resultados de nuestros cálculos en la calculadora IBM 650. Varias discusiones con el Dr. F.E. Prieto C. y el Dr. C. Vélez O., nos fueron sumamente útiles. Se agradece al Centro Electrónico de Cálculo las numerosas horas-maquina que se nos facilitaron, así como, la franca y útil cooperación del Ing. Sergio Beltran, Director del centro.

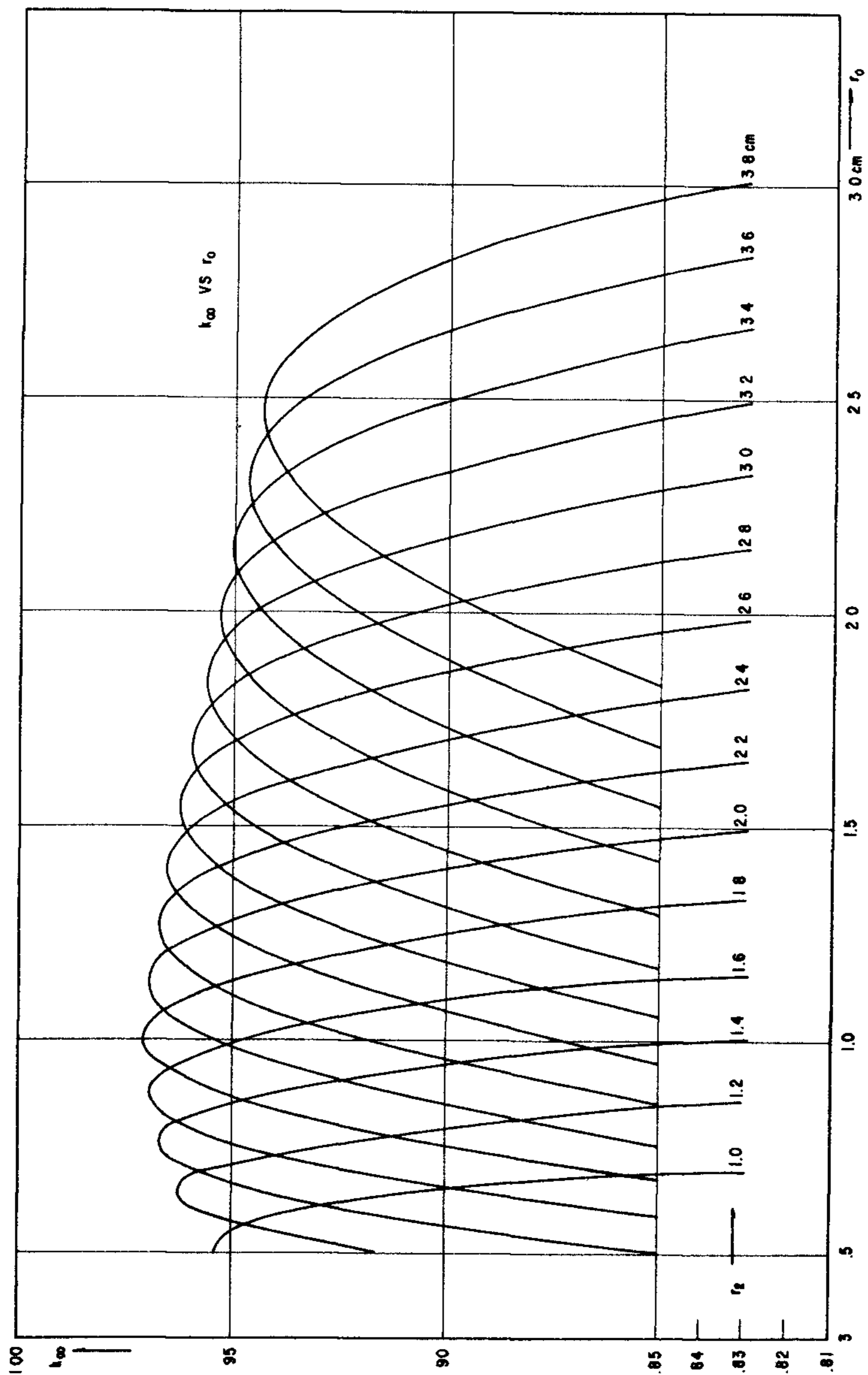
APENDICE

- (1) $-3.75 \leq x \leq 3.75$ $|\epsilon|_{\max} \sim 3.0 \times 10^{-8}$
 $I_0(x) \simeq 1 + 3.5156\,229 (x/3.75)^2 + 3.0899\,424 (x/3.75)^4$
 $+ 1.2067\,492 (x/3.75)^6 + .2659\,732 (x/3.75)^8$
 $+ .0360\,768 (x/3.75)^{10} + .0045\,813 (x/3.75)^{12}$
- (2) $-3.75 \leq x \leq 3.75$ $|\epsilon|_{\max} \sim 1.0 \times 10^{-8}$
 $I_1(x)/x \simeq .5 + .8789\,0594 (x/3.75)^2 + .5149\,8869 (x/3.75)^4$
 $+ .1508\,4934 (x/3.75)^6 + .0265\,8733 (x/3.75)^8$
 $+ .0030\,1532 (x/3.75)^{10} + .0003\,2411 (x/3.75)^{12}$
- (3) $3.75 < x < \infty$ $|\epsilon|_{\max} \sim 2 \times 10^{-7}$
 $I_0(x) x^{1/2} e^{-x} \simeq .3989\,42280 + .0132\,85917 (3.75/x)$
 $+ .0022\,53187 (3.75/x)^2 - .0015\,75649 (3.75/x)^3$
 $+ .0091\,62808 (3.75/x)^4 - .0205\,77063 (3.75/x)^5$
 $+ .0263\,55372 (3.75/x)^6 - .0164\,76329 (3.75/x)^7$
 $+ .0039\,23767 (3.75/x)^8$
- (4) $3.75 \leq x < \infty$ $|\epsilon|_{\max} \sim 2 \times 10^{-7}$
 $I_1(x) x^{1/2} e^{-x} \simeq .3989\,42280 - .0398\,80242 (3.75/x)$
 $- .0036\,20183 (3.75/x)^2 + .0016\,38014 (3.75/x)^3$
 $- .0103\,15550 (3.75/x)^4 + .0228\,29673 (3.75/x)^5$
 $- .0289\,53121 (3.75/x)^6 + .0178\,76535 (3.75/x)^7$
 $- .0042\,00587 (3.75/x)^8$
- (5) $0 < x \leq 2$ $|\epsilon|_{\max} \sim 7.0 \times 10^{-8}$
 $K_0(x) + \ln(.5x) I_0(x) \simeq -.5772\,1566 + .4227\,8420 (x/2)^2$
 $+ .2306\,9756 (x/2)^4 + .0348\,8590 (x/2)^6$
 $+ .0026\,2698 (x/2)^8 + .0001\,0750 (x/2)^{10}$
 $+ .0000\,0740 (x/2)^{12}$
- (6) $0 < x \leq 2$ $|\epsilon|_{\max} \sim 6.0 \times 10^{-8}$
 $|K_1(x) - \ln(.5x) I_1(x)| x \simeq 1 + .1544\,3144 (x/2)^2$
 $- .6727\,8579 (x/2)^4 - .1315\,5897 (x/2)^6$
 $- .0191\,9402 (x/2)^8 - .0011\,0404 (x/2)^{10}$
 $- .0000\,4686 (x/2)^{12}$
- (7) $2 \leq x < \infty$ $|\epsilon|_{\max} \sim 1.5 \times 10^{-7}$
 $K_0(x) x^{1/2} e^x \simeq 1.2533\,1414 - .0783\,2358 (2/x)$
 $+ .0218\,9568 (2/x)^2 - .0106\,2446 (2/x)^3$
 $+ .0058\,7872 (2/x)^4 - .0025\,1540 (2/x)^5$
 $+ .0005\,3208 (2/x)^6$
- (8) $2 \leq x < \infty$ $|\epsilon|_{\max} \sim 1.5 \times 10^{-7}$
 $K_1(x) x^{1/2} e^x \simeq 1.2533\,1414 + .2349\,8619 (2/x)$
 $- .0365\,5620 (2/x)^2 + .0150\,4268 (2/x)^3$
 $- .0078\,0353 (2/x)^4 + .0032\,5614 (2/x)^5$
 $- .0006\,8245 (2/x)^6$

REFERENCIAS

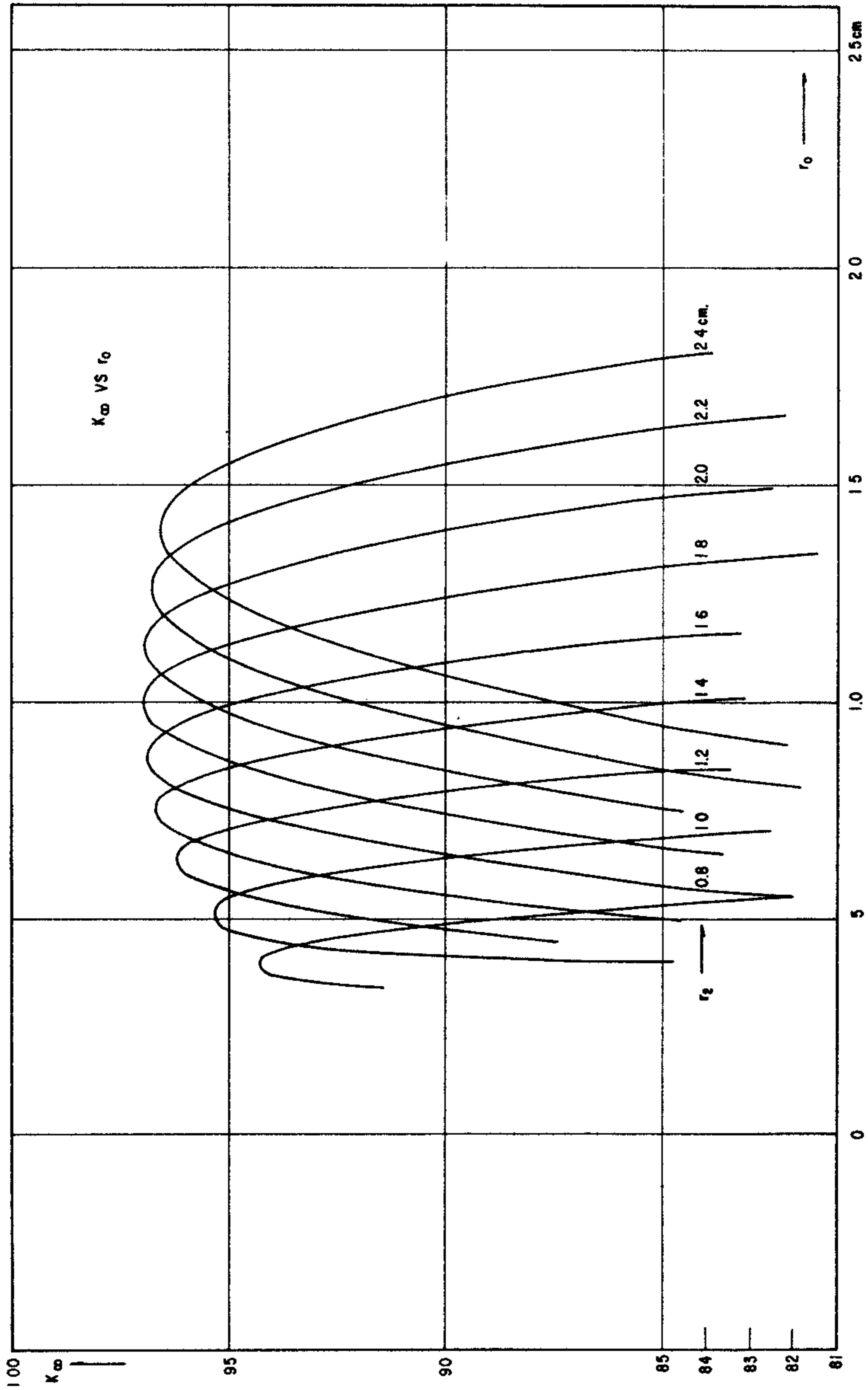
- 1 Reactor Handbook: Physics, "Reference Material on Atomic Energy" II, 501.
E.H. Guggenheim and M.L. Pryce, *Nucleonics*, 11, 2, 50 (1953).
A.M. Weinberg and E.P. Wigner. "The Physical Theory of Neutron Chain Reactors". The University of Chicago Press. 1958. p. 750.
- 2 A.M. Weinberg and E.P. Wigner. Loc. cit. p. 616.
- 3 A.M. Weinberg and E.P. Wigner. Loc. cit. p. 629.
- 4 A.M. Weinberg and E.P. Wigner. Loc. cit. p. 670.
- 5 A.M. Weinberg and E.P. Wigner. Loc. cit. p. 669.
- 6 R.L. Murray and A.C. Menius, Jr. *Nucleonics*, 11, 4, 21 (1953). D.E. Hostetler, A.C. Menius, and R.L. Murray, *Nucleonics*, 12, 7, 76 (1954).
- 7 *Nucleonics Data Sheet No. 23*, *Nucleonics*, 16, 3, 87 (1958).
- 8 Persson and Rolf. *Nucleonics*, 12, 10, 26 (1954).
- 9 I.C. Atkinson and R.L. Murray. *Nucleonics*, 12, 4, 50 (1954).
- 10 F.E. Prieto C. y G. de Oyarzábal, *Rev. Mex, Fis.* 9, 213 (1960).
- 11 Proceedings of the Second United Nations International Conference of the Peaceful Uses of Atomic Energy. Vol. 12, p. 314 (1958).

Esta página está intencionalmente en blanco



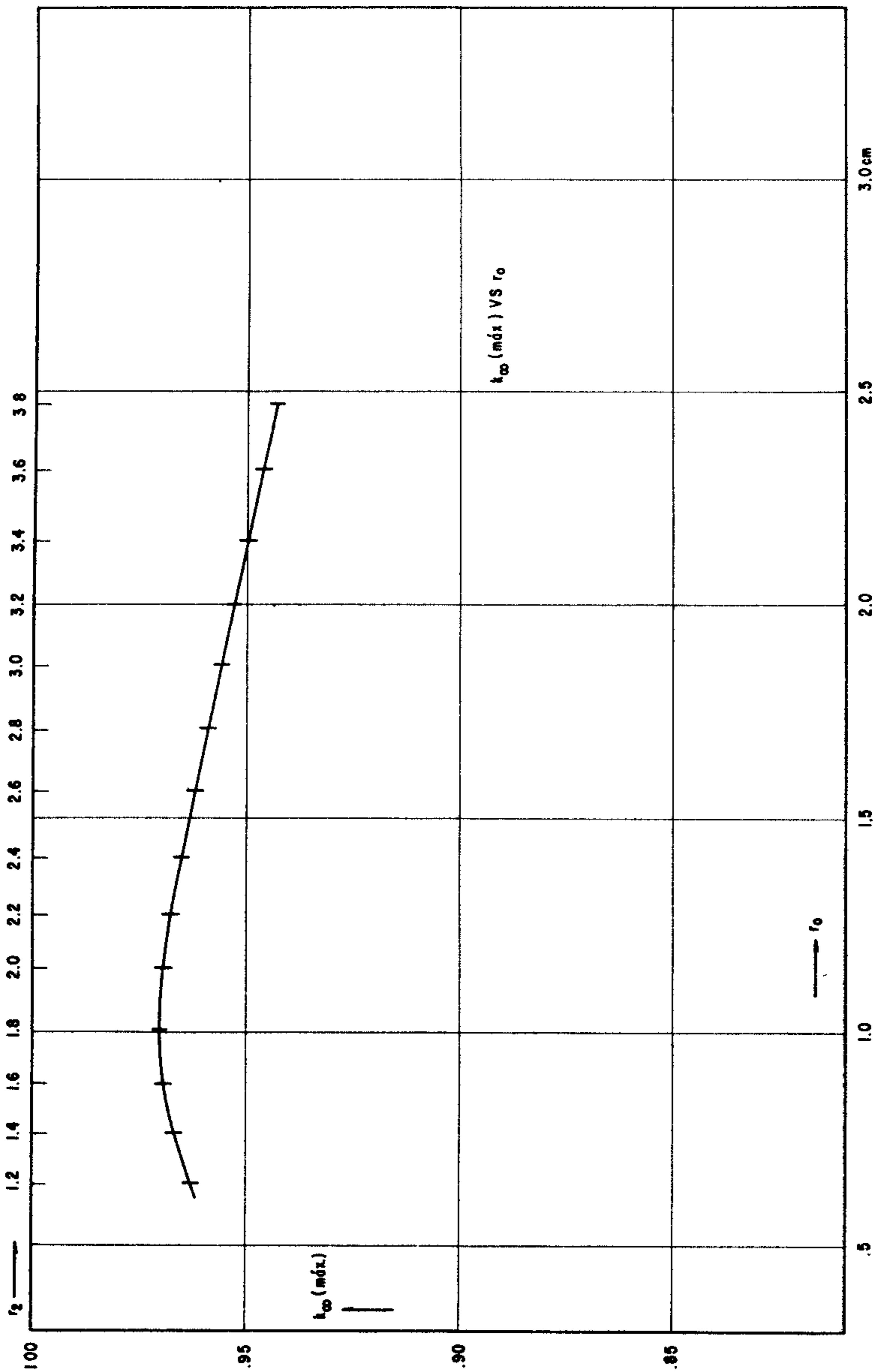
Gráfica 1

En esta gráfica para el sistema $U-H_2O$, se exhibe la multiplicación infinita (k_{∞}) contra el radio de la barra de uranio (r_0), para varios radios de la celda característica ($r_2 = r_1$). Esta gráfica se calculó con $\Delta r_0 = 0.1$ y $\Delta r_1 = 0.2$.



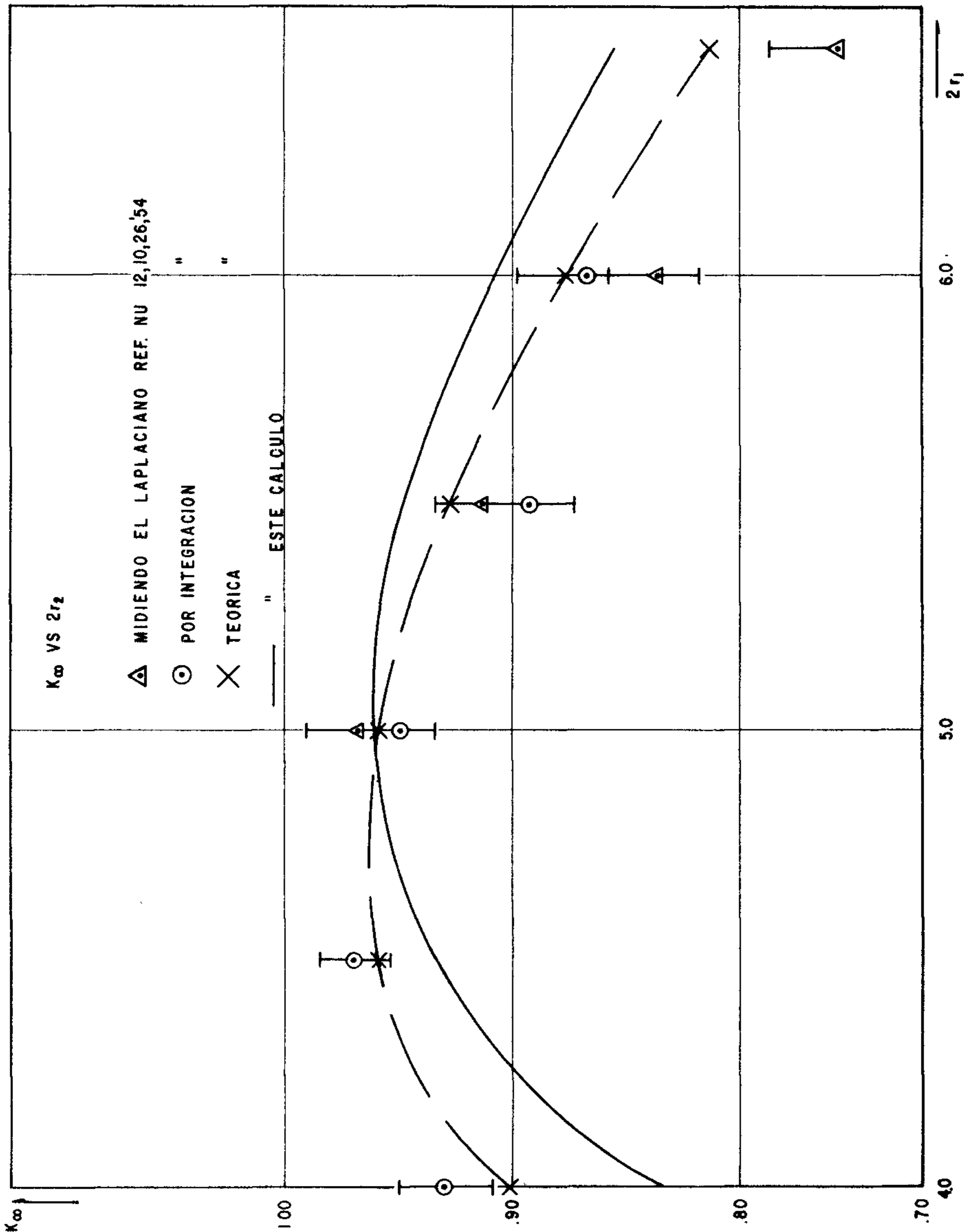
Gráfica 2

En esta gráfica se muestra lo mismo que en gráfica 1, excepto que $\Delta r_0 = 0.05$.



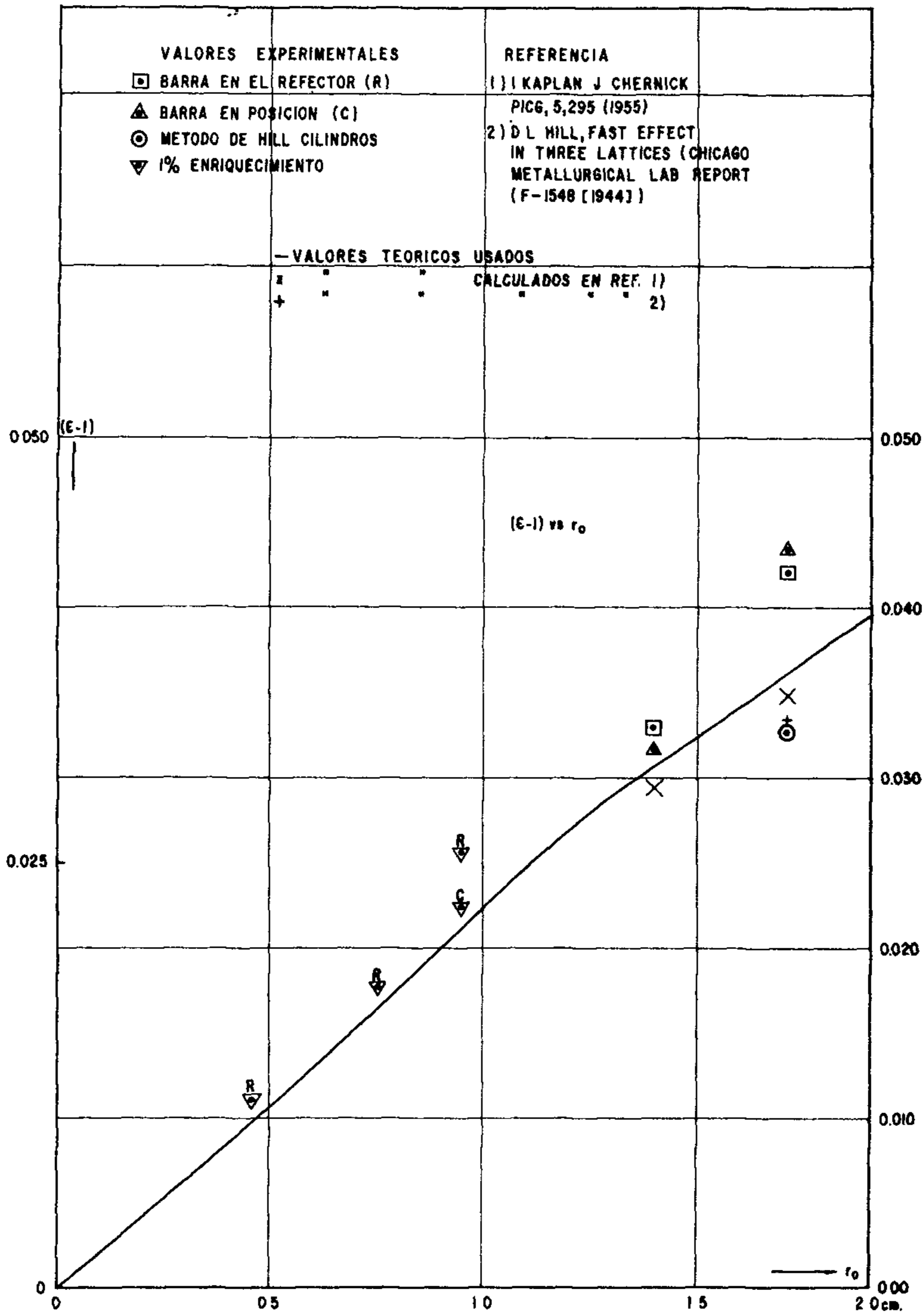
Gráfica 3

Esta gráfica para el sistema $U-H_2O$, muestra la envolvente de los máximos de las gráficas anteriores. Nótese la existencia de una malla óptima ($k_{\infty} = 0.97, r_0 = 1.0 \text{ cm}, r_1 = 1.8 \text{ cm}$).



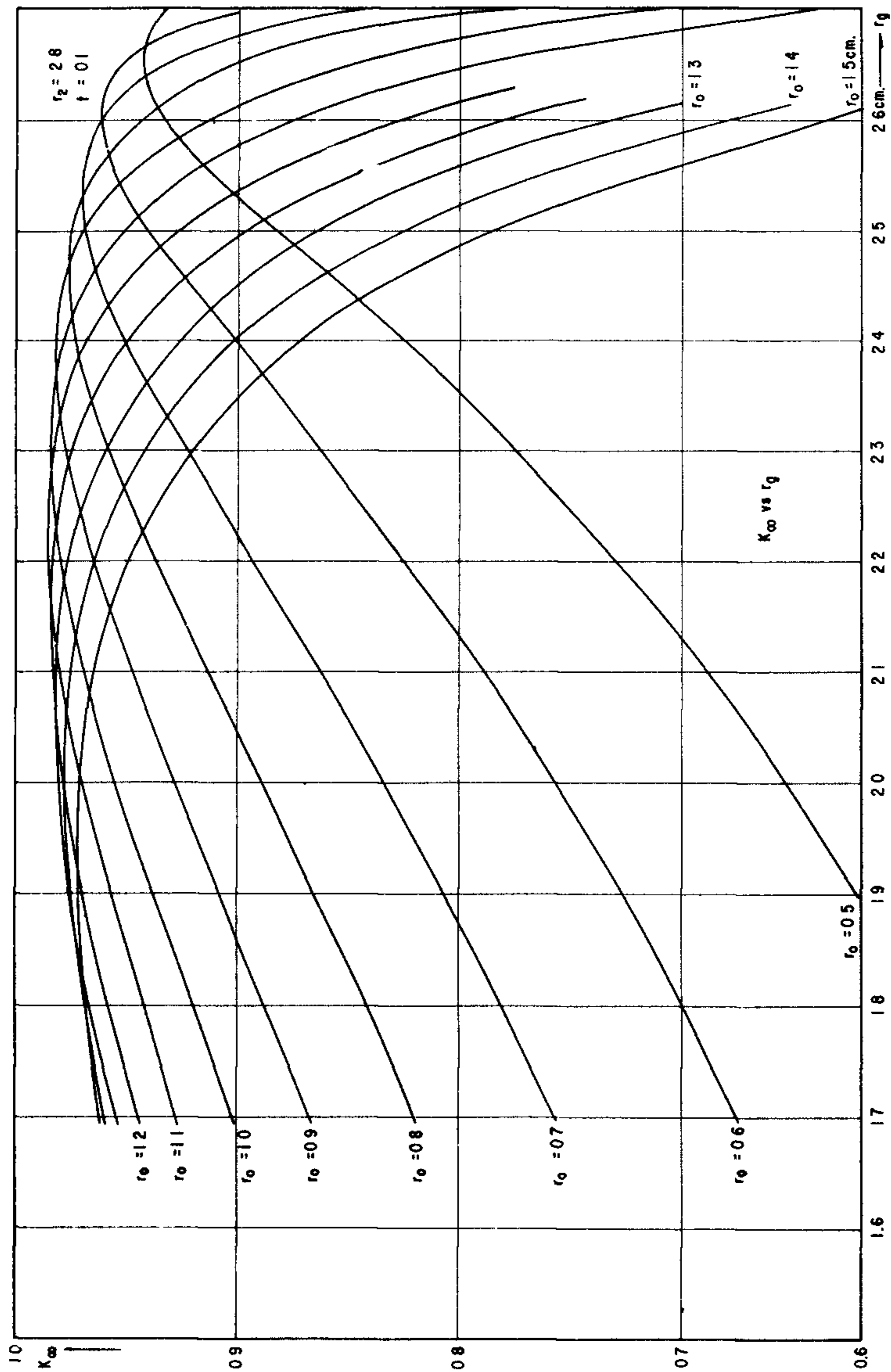
Gráfica 4

Comparación de algunos valores experimentales y teóricos de k_{∞} con los resultados de este cálculo para el sistema $U-H_2O$.



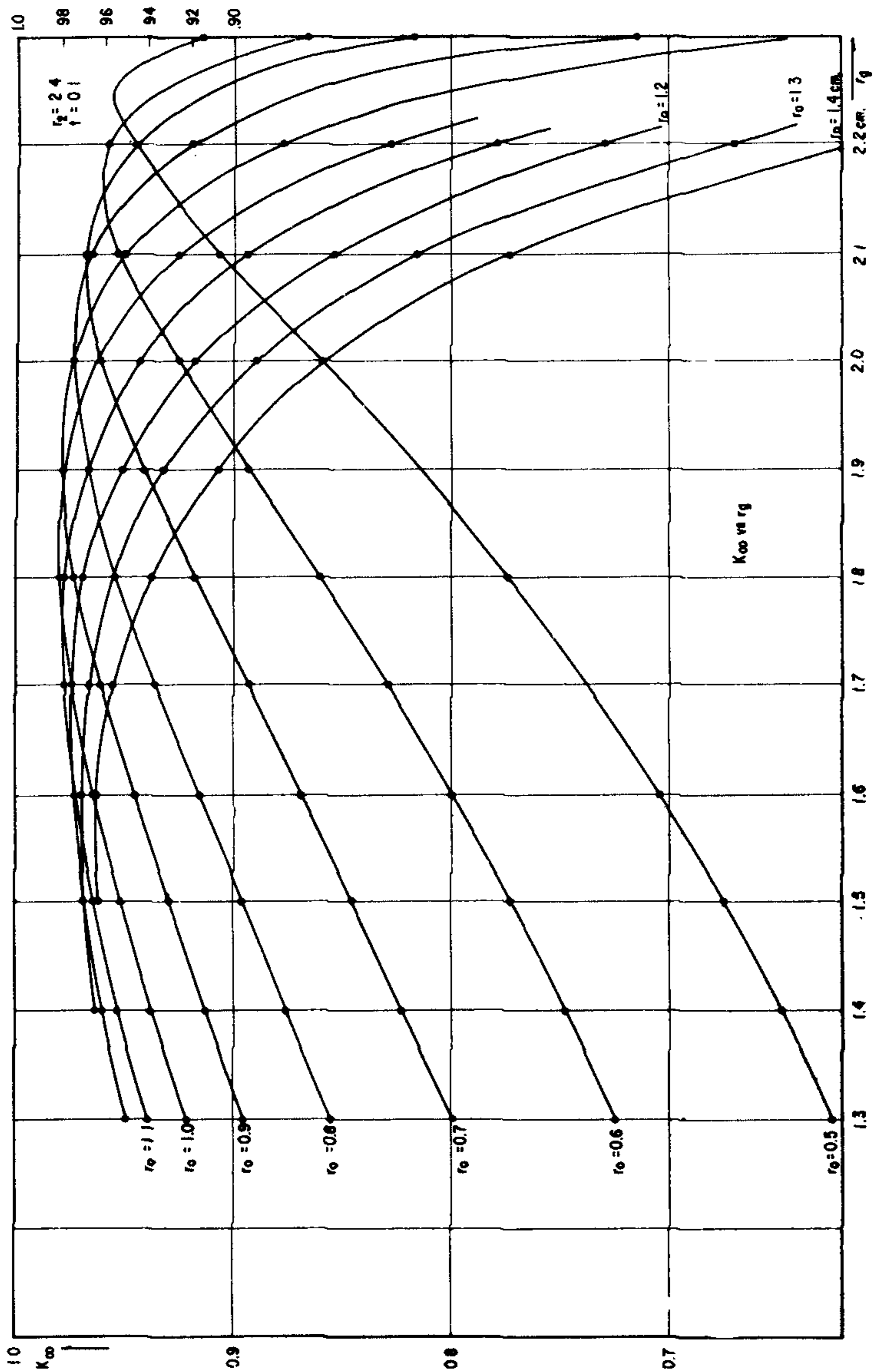
Gráfica 5

Valores teóricos y experimentales del factor de fisiones rápidas ϵ , como función del radio de la barra de Uranio natural r_0 .



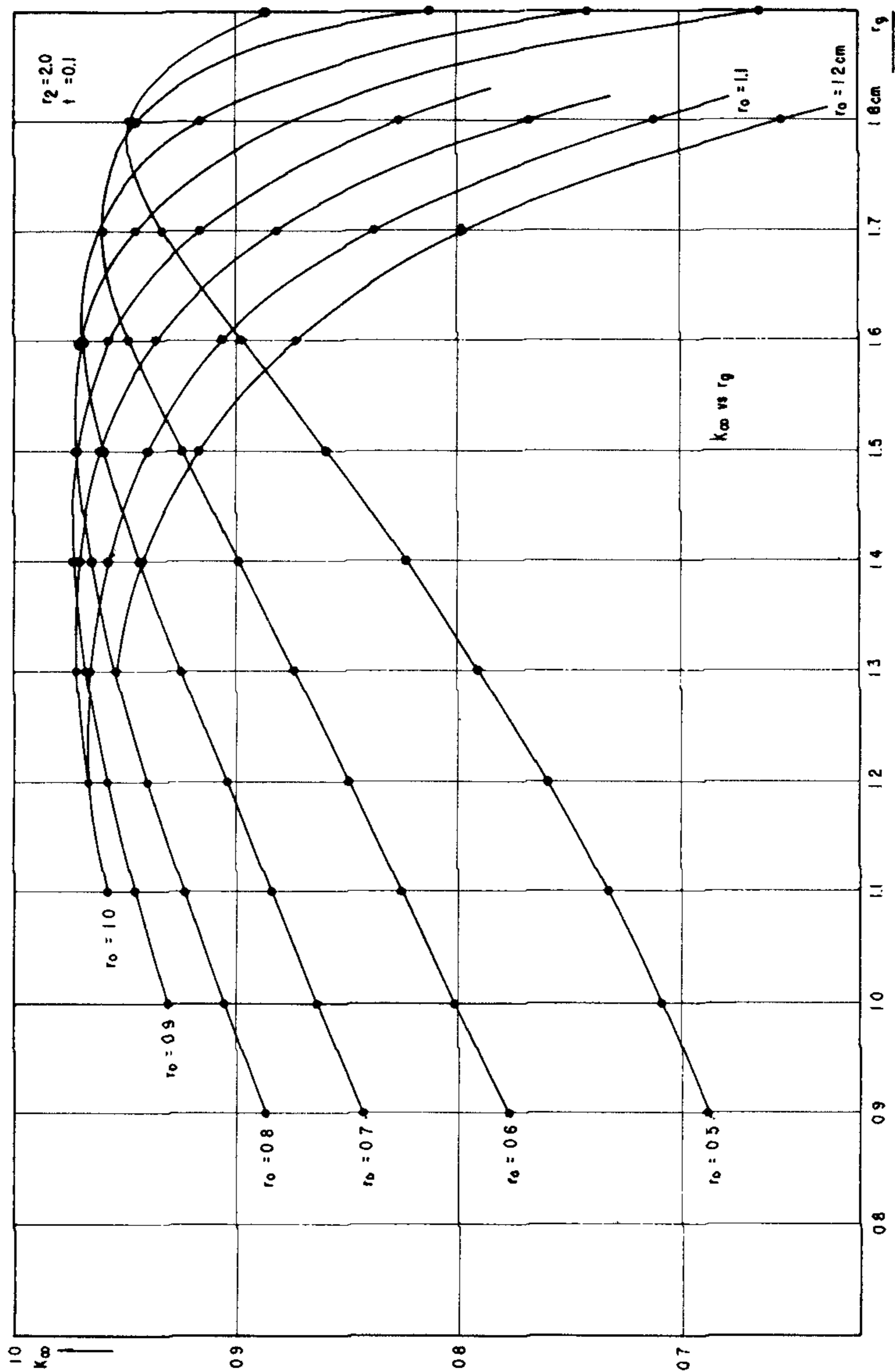
Gráfica 6

Esta gráfica muestra el efecto de optimización que se produce al variar el espesor del anillo de aire [$r_g - (r_0 + t)$] en la k_{∞} . ($r_2 = 2.8$ cms., $t = 0.1$ cms.). Sistema $U-H_2O$



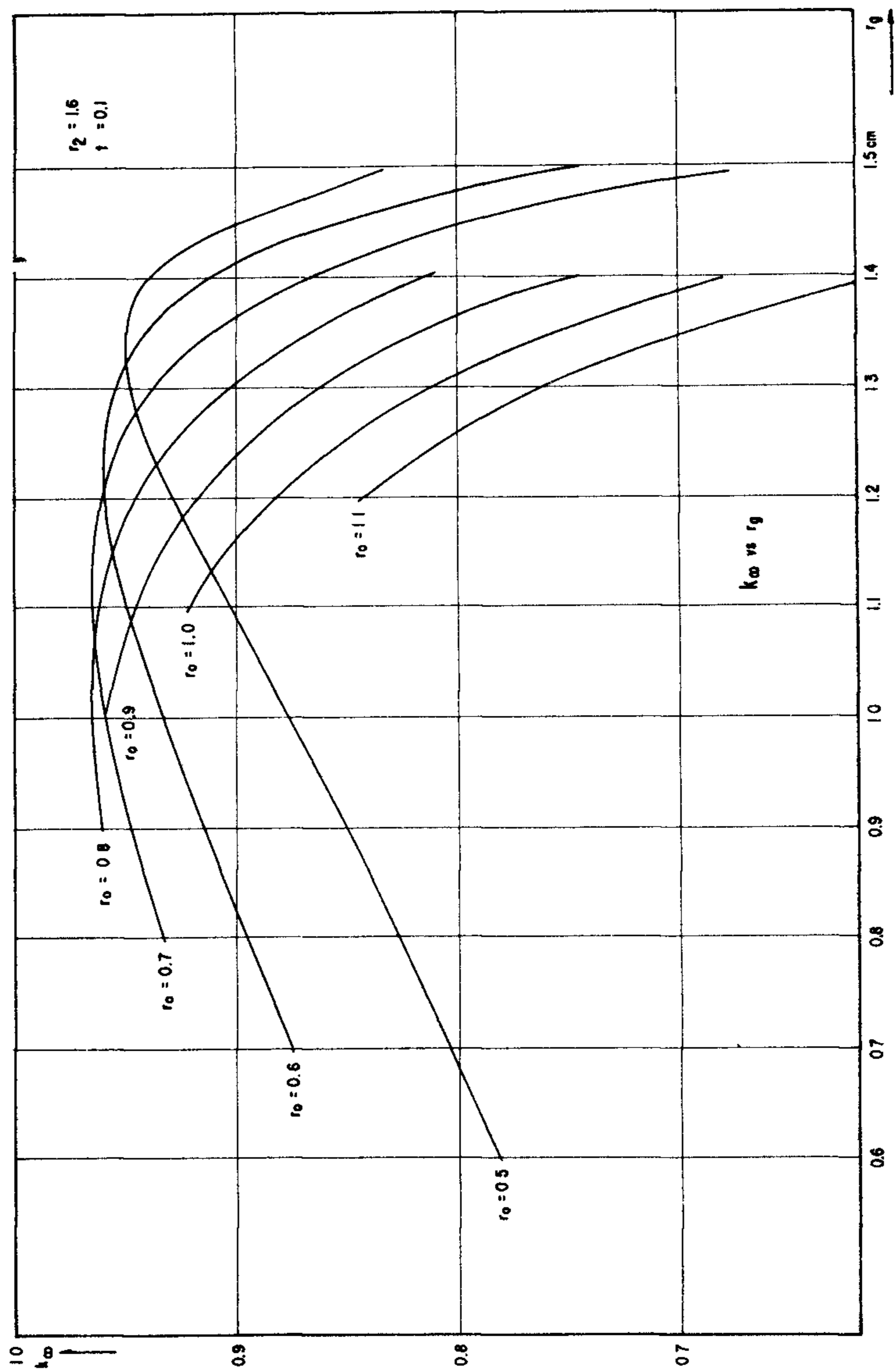
Gráfica 7

Esta gráfica muestra el efecto de optimización que se produce al variar el espesor del anillo de aire [$r_g - (r_0 + t)$] en la k_{∞} . ($r_2 = 2.4$ cms., $t = 0.1$ cms.). Sistema $U-H_2O$



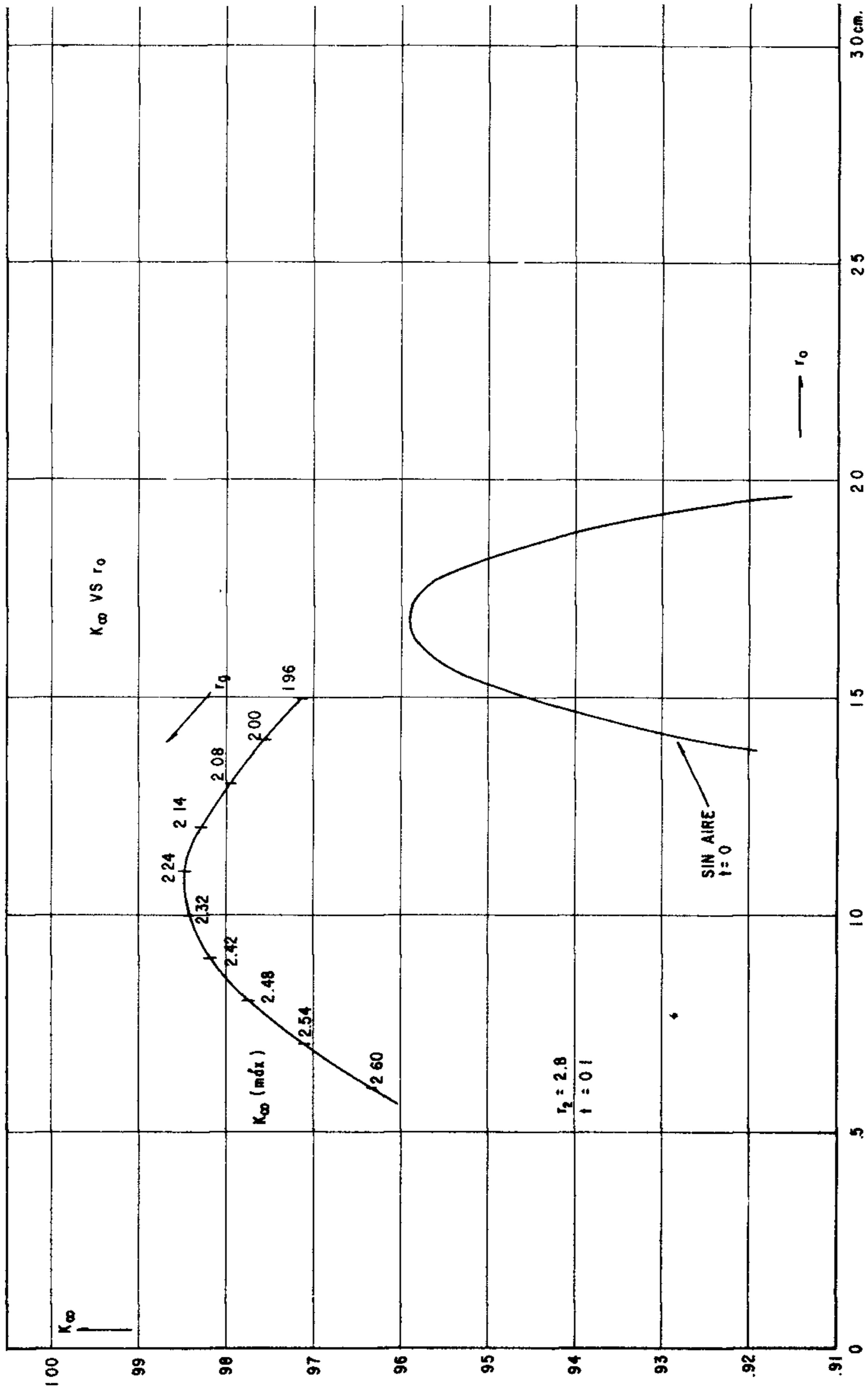
Gráfica 8

Esta gráfica muestra el efecto de optimización que se produce al variar el espesor del anillo de aire [$r_g - (r_0 + t)$] en la k_{∞} . ($r_2 = 2.0$ cms., $t = 0.1$ cms.). Sistema $U-H_2O$



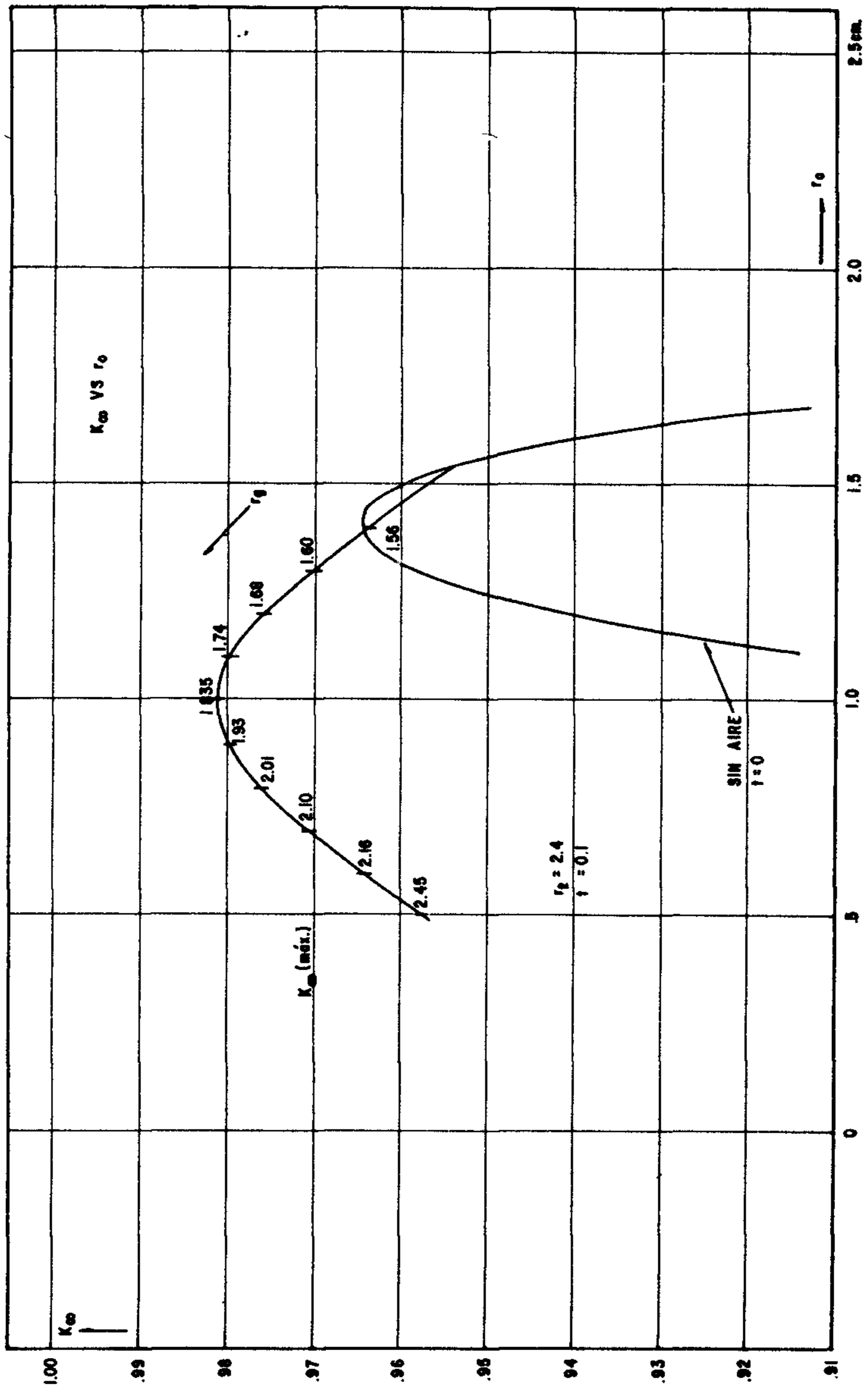
Gráfica 9

Esta gráfica muestra el efecto de optimización que se produce al variar el espesor del anillo de aire $[r_g - (r_0 + t)]$ en la k_{∞} . ($r_2 = 1.6$ cms., $t = 0.1$ cms.). Sistema $U-H_2O$



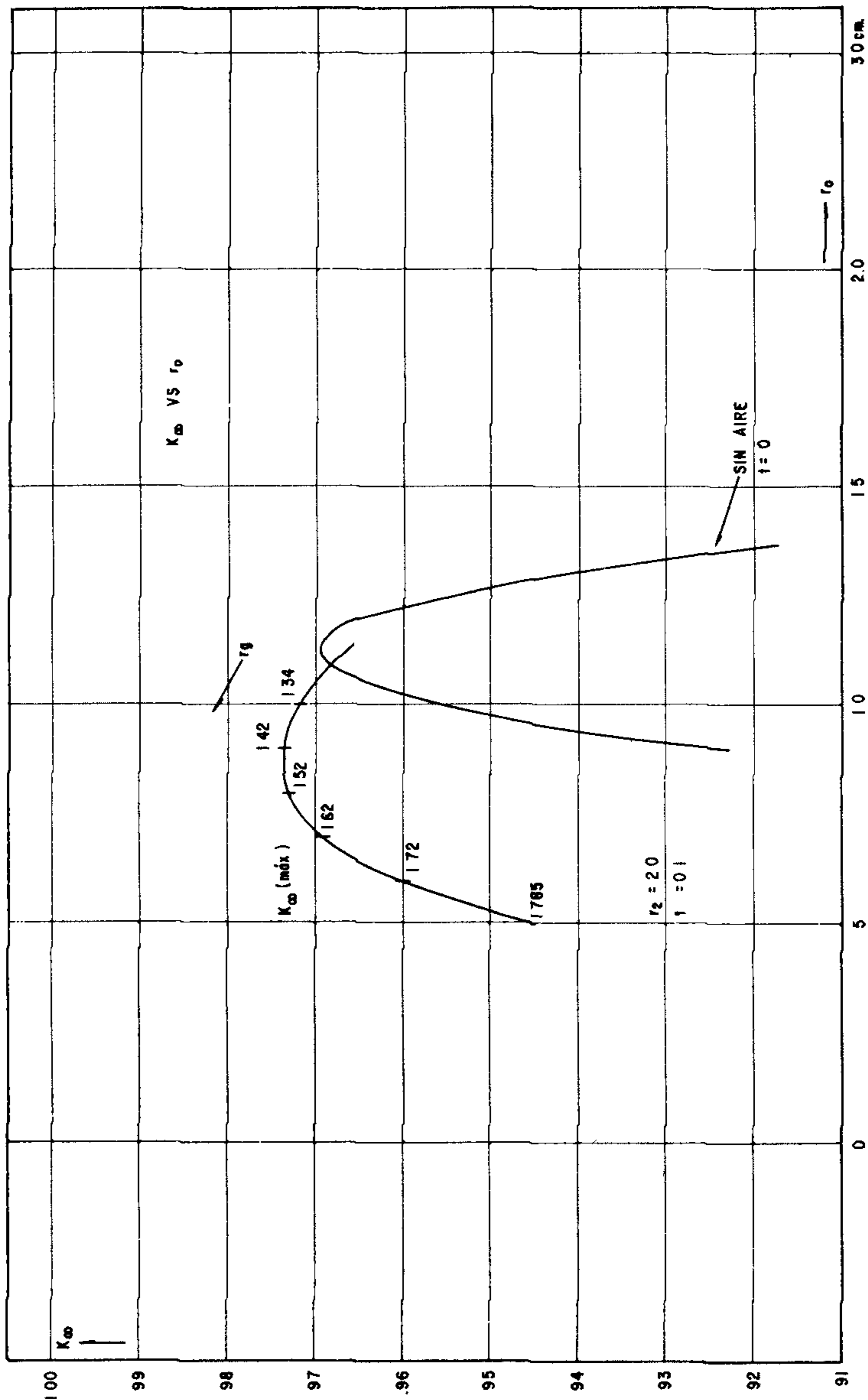
Gráfica 10

En esta gráfica se muestra directamente la optimización de k_{∞} al cambiar el espesor del anillo de aire. Por ejemplo, para un radio de celda característica fijo ($r_2 = 2.8$ cms., $t = 0.1$), se obtiene un máximo para $r_0 = 1.1$ cms. y un espesor de aire de $r_g - r_0 - t = 2.24 - 1.1 - 0.1 = 1.04$ cms. . El valor de $k_{\infty}^{\max} = 0.985$. Compárese esto con el sistema sin aire para el mismo r_2 (2.8 cms.) ($k_{\infty}^{\max} = 0.96$ $r_0 = 1.68$ cm.)



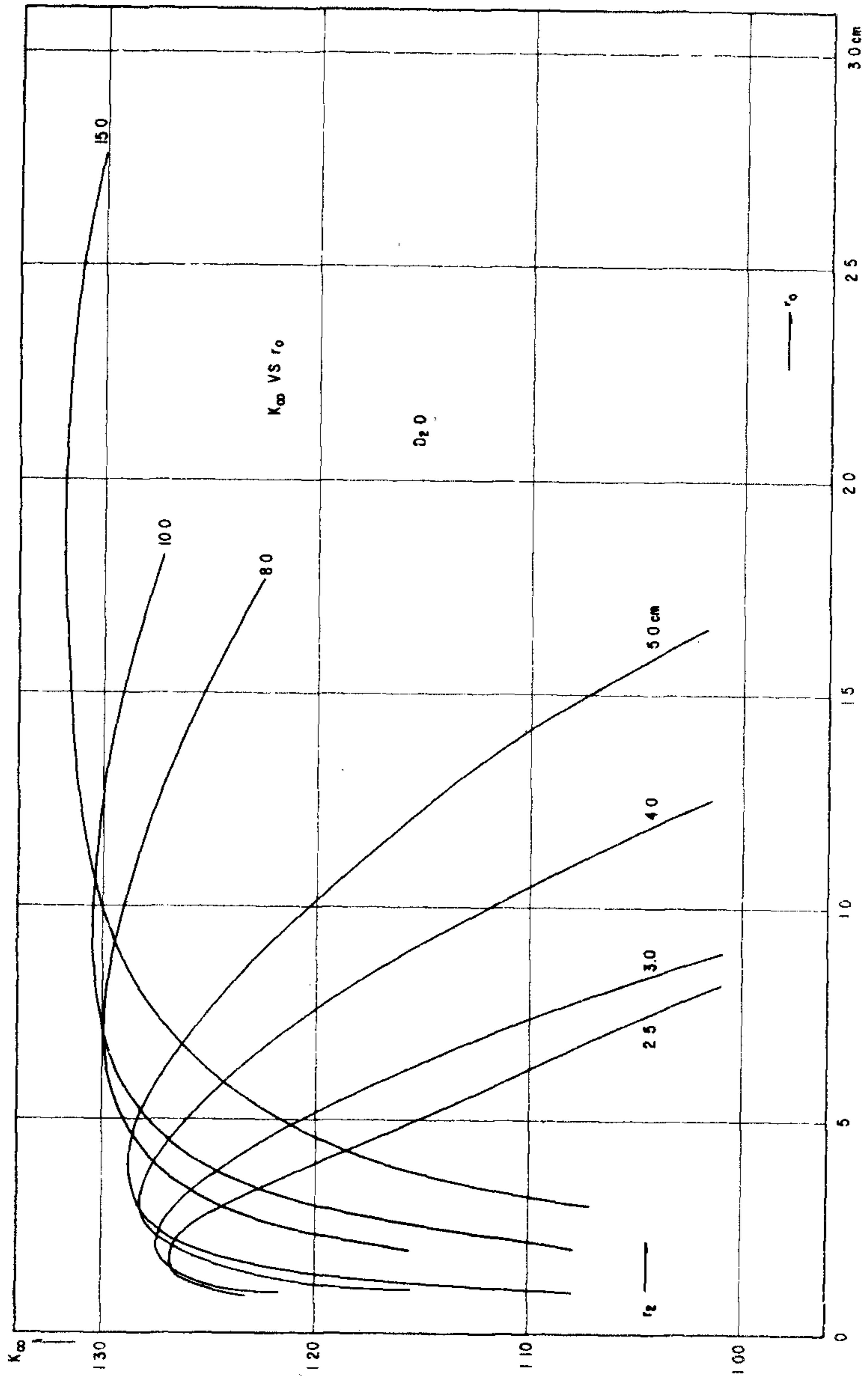
Gráfica 11

En esta gráfica se muestra directamente la optimización de k_{∞} al cambiar el espesor del anillo de aire. Por ejemplo, para un radio de celda característica fijo ($r_2 = 2.4$ cms. $t = 0.1$) se obtiene un máximo para $r_0 = 1.0$ cms. y un espesor de aire de $r_g - r_0 - t = 1.835 - 1.0 - 0.1 = 0.735$ cm.. El valor de $k_{\infty}^{\max} = 0.9815$ Compárese esto con el sistema sin aire para el mismo r_2 (2.4 cms.) ($k_{\infty}^{\max} = 0.965$, $r_0 = 1.4$ cms.).



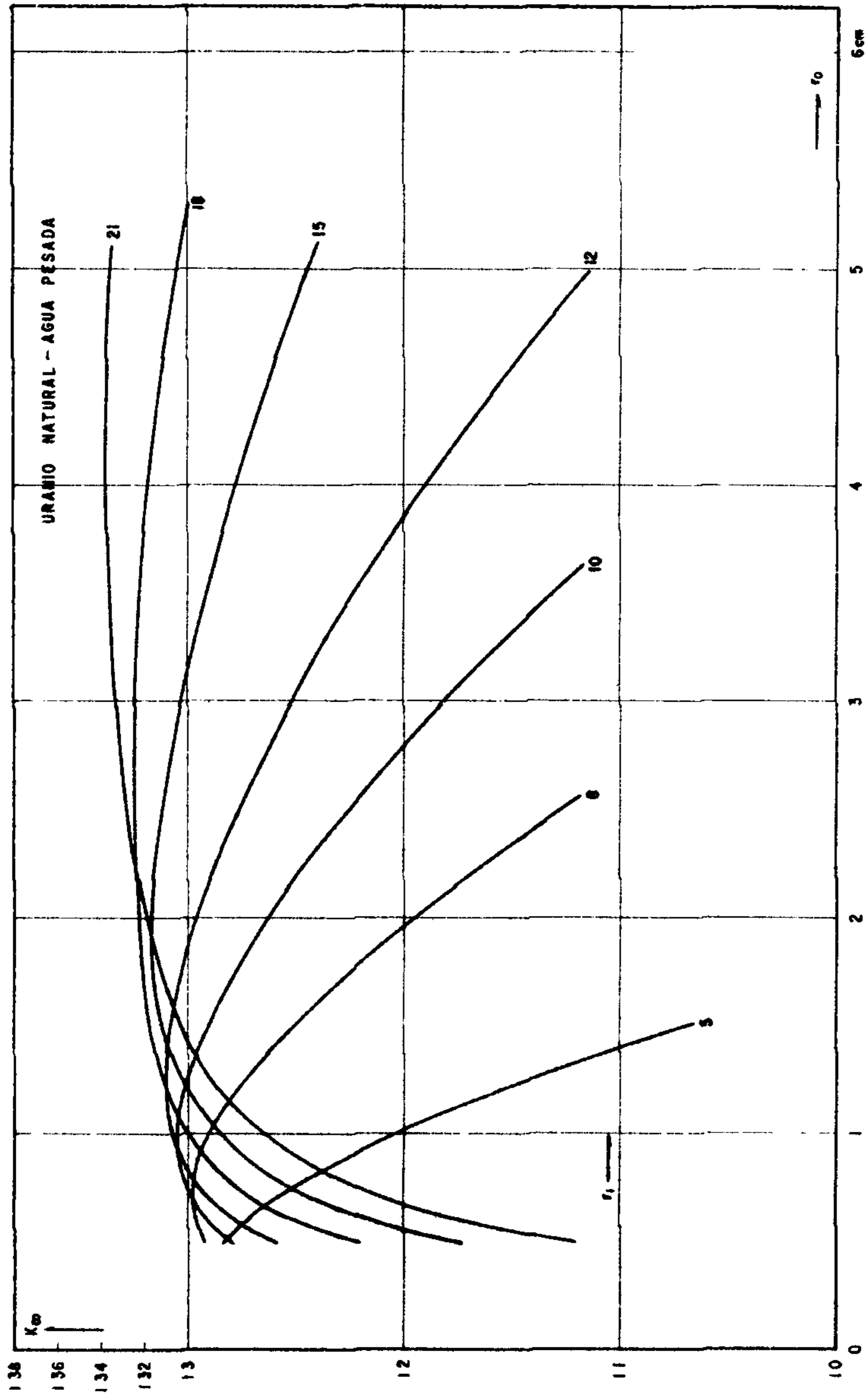
Gráfica 12

esta gráfica se muestra directamente la optimización de k_{∞} al cambiar el espesor del anillo de aire. Por ejemplo, para un radio de celda característica fijo $r_2 = 2.0$ cms., $t = 0.1$) se obtiene un máximo para $r_0 = 0.88$ cms. y un espesor de $r_g - r_0 - t = 1.44 - 0.88 - 0.1 = 0.46$ cms. . El valor de $k_{\infty}^{\max} = 0.974$. Véase esto con el sistema sin aire para el mismo r_2 (2.0 cms.). ($k_{\infty}^{\max} = 0.969$, $r_0 = 1.13$ cms.)



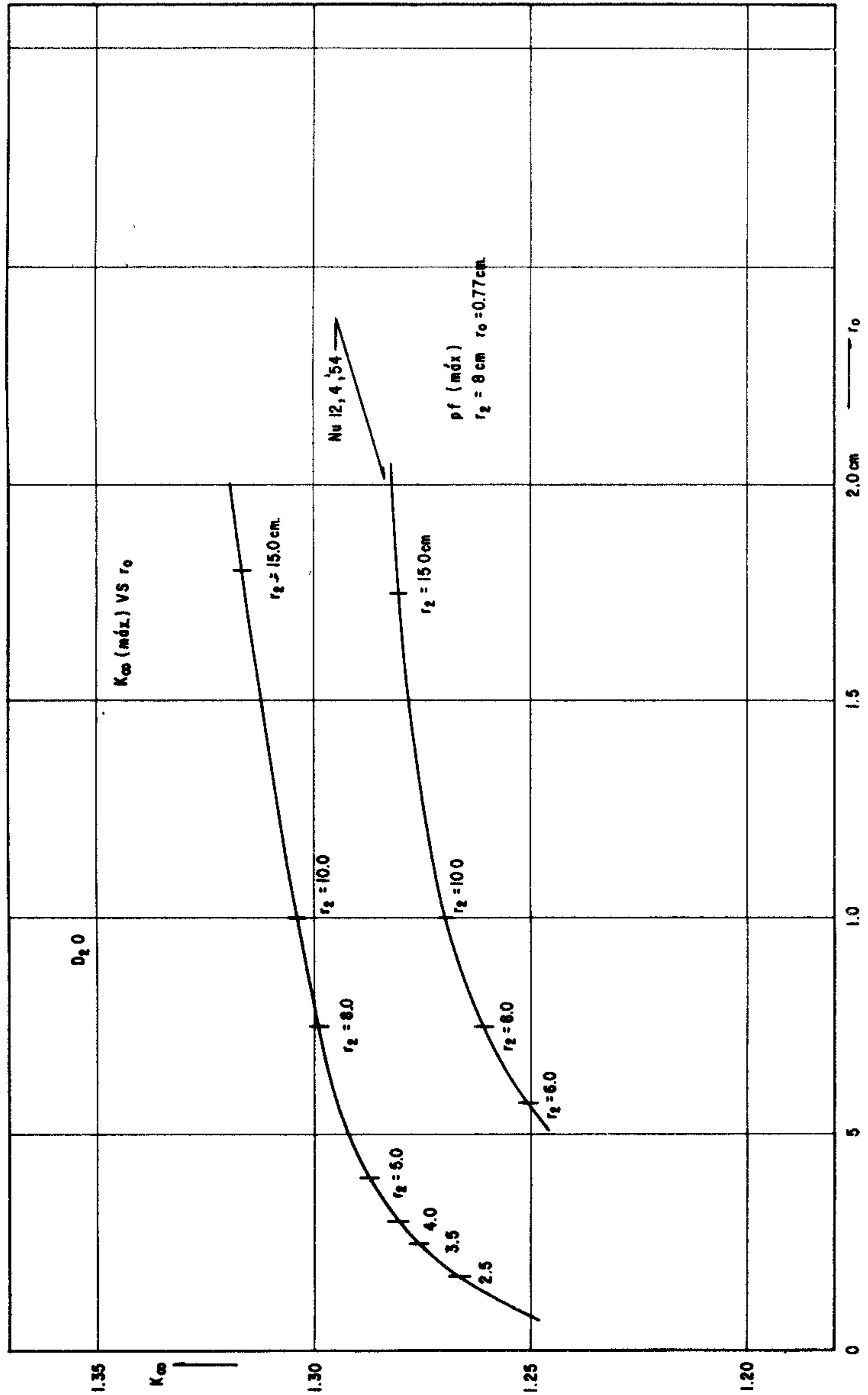
Gráfica 13

En esta gráfica se muestra, para el sistema $U-D_2O$, k_{∞} contra r_0 . Estas curvas se calcularon con $\Delta r_0 = 0.1$



Gráfica 14

Esta gráfica se muestra, para el sistema $U-D_2O$, k_{∞} contra r_0 . Estas curvas se calcularon con $\Delta r_0 = 0.05$. Estos valores son, por lo tanto, más exactos que los dados en gráfica 13.



Gráfica 15

En esta gráfica se exhibe la envolvente de los máximos de gráfica 13. Estos valores se comparan con otros resultados publicados en *Nucleonics*, 12, 4, (1954).

Esta página está intencionalmente en blanco