UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE INGENIERIA

PREDICCION DE CORRIENTES LITORALES EN LAS COSTAS MEXICANAS

T E S I S

Que para obtener el título de

INGENIERO CIVIL

p r e s e n t a :

José E. Díaz Pedrero

México, D. F. 1965

DAD NACIONAL
ÓNOMA DE
ÉXICO

FACULTAD DE INGENIERIA
Dirección
Núm. 73-
Exp. Núm. 73/214.2/1.-

Al Pasante señor José Encarnación DIAZ PEDRERO
P r e s e n t e.

En atención a su solicitud relativa, me es grato transcribir a usted a continuación el tema que aprobado por esta Dirección propuso el señor profesor Ingeniero Jorge Meyer Corral, para que lo desarrolle como tesis en su examen profesional de Ingeniero CIVIL.

PREDICCION DE CORRIENTES LITORALES EN LAS COSTAS MEXICANAS.

"1.- Descripción general del fenómeno y formas como se presenta en las Costas Mexicanas.

2.- Métodos anlíticos de la predicción de las corrientes playeras.

3.- Estudios experimentales del Instituto de Ingeniería.

4.- Conclusiones y recomendaciones."

Ruego a usted tomar debida nota de que en cumplimiento de lo especificado por la Ley de Profesiones, deberá prestar Servicio Social durante un tiempo mínimo de seis meses como requisito indispensable para sustentar examen profesional; así como de la disposición de la Dirección General de Servicios Escolares, en el sentido de que se imprima en lugar visible de los ejemplares de la tesis el título del trabajo realizado.

Muy atentamente,

"POR MI RAZA HABLARA EL ESPIRITU"
México, D.F. 16 de Marzo de 1965.
EL DIRECTOR

Ing. Antonio Dovalí Jaime

ADJ'MMC'eag.

106311

CON CARIÑO A MIS PADRES

JOSE E. DIAZ C.
ISABEL PEDRERO DE DIAZ

CAPITULO I

DESCRIPCION DEL FENOMENO DE LAS CORRIENTES PLAYERAS Y COMO SE PRESENTA EN LAS COSTAS MEXICANAS.

1.1 Descripción del fenómeno de las corrientes playeras.

1.2 Planteamiento del problema.

1.3 Formas de como se presenta en las costas mexicanas.

CAPITULO I

1.- DESCRIPCION DEL FENOMENO DE LAS CORRIENTES PLAYERAS.

Cuando las olas viajan hacia la playa, la profundidad disminuye y ésto provoca una reducción de la celeridad de la onda; esta disminución llega a ser tal, que la velocidad orbital de la partícula se iguala a la celeridad de la onda y entonces la ola rompe.la rompiente puede presentarse en tres formas de acuerdo con la inclinación de la playa. Estas son:

a).- De Desborde

b).- De Clavado.

c).- De Golpe.

que esquemáticamente se muestran en las figuras 1.1 a 1.3

I.- Ola antes de romper.

II.- Ola inmediatamente despues de romper.

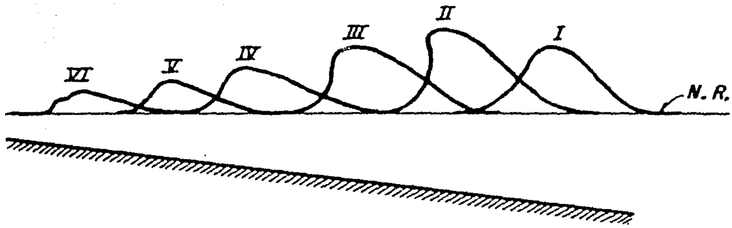
III,- IV y V.- Fases de rotura.

VI.- Ola a punto de desaparecer.

Ocurrida la rotura de la ola, una parte de esta energía se disipa y transforma en calor y el resto da origen a corrientes entre la línea de playa y la línea de rompiente.

Estas corrientes son de tres tipos: las que originan un transporte de agua paralela a la playa y las que originan un transporte perpendicular a la playa y las corrientes de diente de sierra.

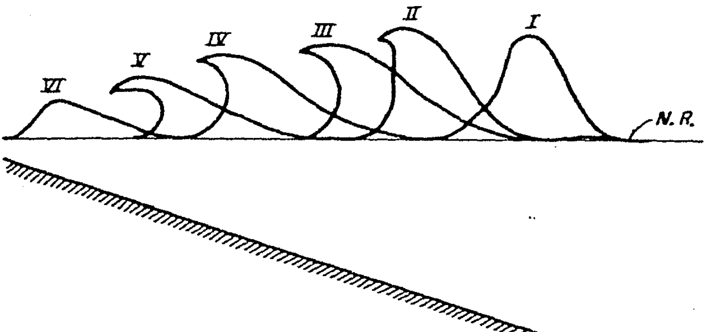
Las corrientes paralelas a la playa (Longshore current) se denominan corrientes playeras y son el objeto



Pendiente de la playa muy suave

ROMPIENTE DE DESBORDE

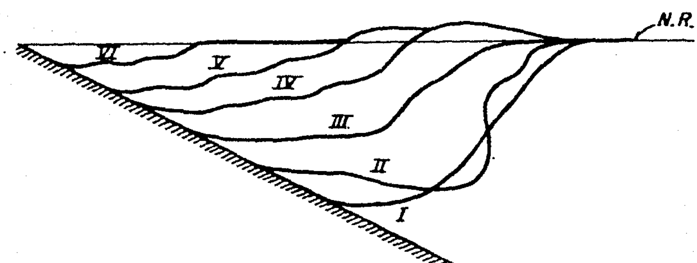
Fig. 1.1



Pendiente media de la playa

ROMPIENTE DE CLAVADO

Fig. 1.2



Fuerte pendiente de la playa

ROMPIENTE DE GOLPE

Fig. 1.3

principal de esta tesis. Se sabe que estas corrientes son funciones, fundamentalmente, de la energía, esbeltez, período y dirección del oleaje, así tambien como del material y forma de la playa.

Esta corriente se forma entre la línea de rompiente y la playa, es una corriente de gravedad que siempre tiene el mismo sentido y dirección con variaciones en su magnitud. Si bien no se conoce su origen se cree que se deban a que los factores antes citados ocasionan variaciones en la cantidad de movimiento entre dos secciones contíguas perpendiculares a la playa.

Las corrientes perpendiculares a la playa son: Las corrientes de compensación y las corrientes de retorno (en inglés rip current).

La corriente de compensación es una corriente dirigida de la tierra hacia el mar, está uniformemente distribuída a lo largo de la playa y tiene como fin compensar el transporte de masas producido por las ondas hacia la playa. Estas corrientes son las causantes de la formación de las bermas en la rompiente, pues al regresar el agua hacia el mar forma un remolino que favorece la formación de la berma. Fig. 1.4 y 1.6.

Corrientes de retorno: Como la corriente de compensación no restituye totalmente al mar el agua inyectada por la ola, se produce una acumulación de ésta entre la línea de rompiente y la playa, pero en ciertos puntos por encontrar condiciones topográficas propicias o por alcanzar un volumen máximo, esta agua retorna al mar en forma de un filete de agua al que se le llama el "cuello de la

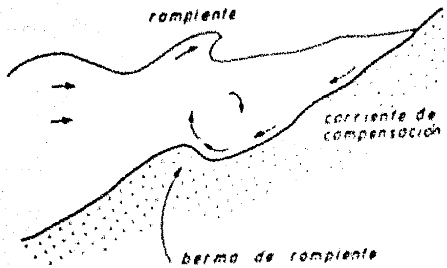

rompiente
corriente de
compensación
berma de rompiente

Fig. I.4

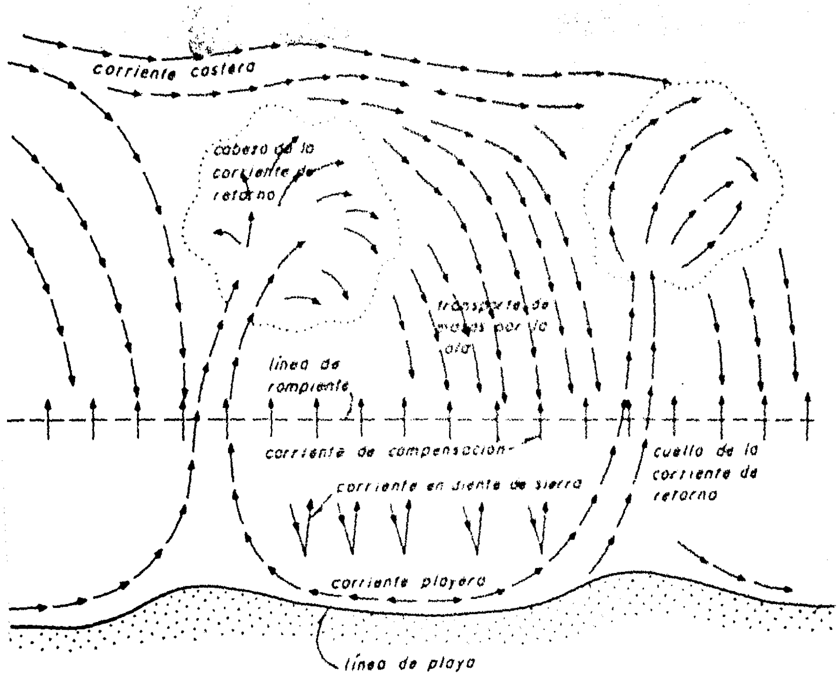

corriente costera
cabeza de la
corriente de
retorno
transporte de
masas por la
ola
línea de
rompiente
corriente de compensación
cuello de la
corriente de
retorno
corriente en diente de sierra
corriente playera
línea de playa

Fig. I.5

corriente" y al extremo esta corriente se difunde produciendo cierta espuma, a esta parte se le llama "la cabeza de la corriente" Fig. 1.5 se ha visto en la naturaleza que estas corrientes están más o menos uniformemente espaciadas y su influencia en la variación de la corriente playera paralela a la playa, pueda ser importante.

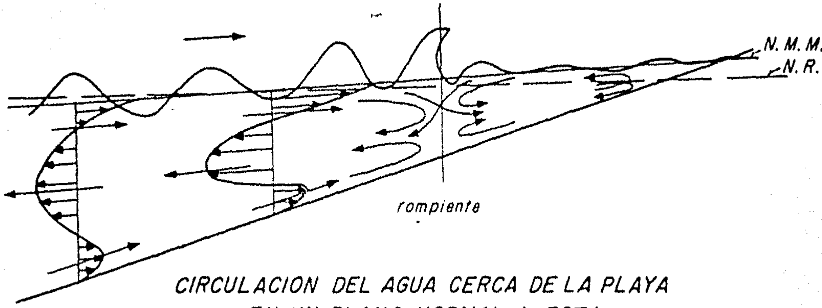
Corrientes de diente de sierra.- En la rompiente la ola se transforma en una onda de translación y de la energía cinética que posee, una parte se utiliza en llevar el nivel medio en movimiento y alcanzar un punto máximo sobre la playa y otra parte de esta energía se transforma en calor debido a la turbulencia y a la fricción con el fondo.

Como el agua se ha elevado, ha habido un cambio de energía cinética en potencial, entonces el agua tiende a regresar al mar, haciendolo por la línea de máxima pendiente, lo cual ocasiona ese movimiento de agua y sólidos en forma de diente de sierra de donde les viene su nombre. Fig. 1.5

1.2.- PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA.

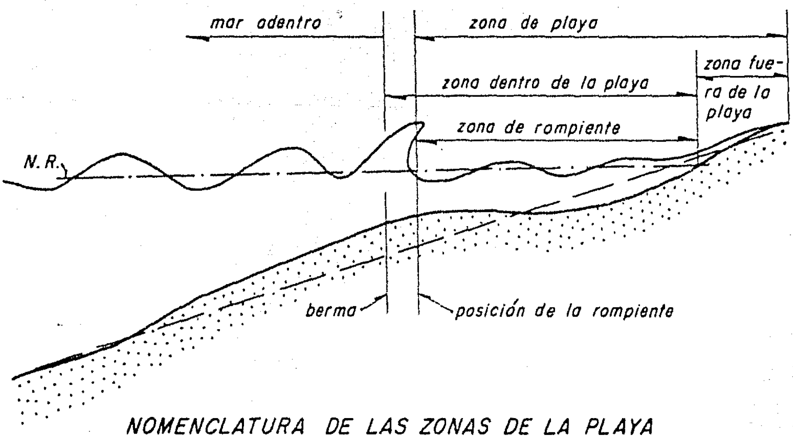
De la descripción hecha del fenómeno de las corrientes, se puede comprender la complejidad de la corriente playera paralela a la playa, pues se trata de un flujo variado altamente turbulento y en el cual las condiciones de frontera son difíciles de establecer. La medición de la cantidad de energía consumida en la generación de la corriente playera no se ha podido realizar de una manera satisfactoria; estimaciones realizadas por CIRIL CALVIN del MIT demuestran que es del orden del 6 1/2 % de la energía total de la ola. Esto va en contra de cualquier establecimiento de fórmulas empíricas pues por más exactas y cuidadosas que sean las mediciones para su establecimiento pueden acarrear errores considerables.

La cuantificación de la velocidad de las corrientes playeras es de gran importancia pues ellas son las principales causantes de transporte de arena paralelo a la playa, el cual a su vez, es el causante de azolves y erosiones indeseables. Se ha tratado de obtener funciones de transporte que relacionen la energía de la ola con el transporte de materiales a través de coeficientes empiricos medidos en modelo y protoripo, pero su validez parece no ser general, quizás ésto se deba a que no se han incluido



CIRCULACION DEL AGUA CERCA DE LA PLAYA
EN UN PLANO NORMAL A ESTA

Fig. 1.6



NOMENCLATURA DE LAS ZONAS DE LA PLAYA

Fig. 1.7

todas las variables que afectan al fenómeno. Puede ser que la mejor manera de establecer estas funciones de --- transporte sea el conocer primero el movimiento del agua en la zona comprendida entre la rompiente y la línea de playa, así conocida por ejemplo, la velocidad de la co-- rriente tratar de hallar su relación con el transporte de sólidos.

1.3.- FORMAS DE COMO SE PRESENTA EL FENOMENO EN LAS COSTAS MEXICANAS.

Como se ha visto en los párrafos anteriores, el fenómeno depende de muchos factores los cuales no sólo son diferentes los de las costas del pacífico a las del golfo, sino cambiantes tramo a tramo en una misma playa y - si a ésto se agrega que las playas sufren cambios durante el año, teniendo así perfiles diferentes de acuerdo - con la relación de esbeltez de la ola. Así pues, un mismo tramo de la playa puede tener en época de poca agitación lo que se conoce como un Perfil de Verano caracterizado por un engrosamiento de la berma y desaparición de barras atras de la berma, cosa que normalmente sucederá para $0.015 \leq \frac{H}{L} \leq 0.020$ o bien tener un "Perfil - de Invierno" para épocas del año de mucha agitación en - el cual aparecerían bien marcadas las barras y la berma tiende a desaparecer, con relaciones de esbeltez de $0.025 \leq \frac{H}{L} \leq 0.030$

Luego sólo podría hablarse de las corrientes playeras con la certeza de que su magnitud sufre pocas variaciones en aquellas playas que tuvieran un Perfil de Equilibrio, es decir, que el transporte neto de material fuera nulo y para ésto se requiere que se mantuvieran - las condiciones medias del oleaje indefinidamente, ahora bien, este perfil de equilibrio depende fundamentalmente de: a) características del oleaje, b) caracterís ticas del material de la playa, c) sistemas de corrien-- tes playeras y d) puntos característicos de la playa.

Como puede verse según se combinen estos factores - así será la pendiente de la playa y el tipo de corrien- te playera, pero a su vez éstas influyen en el perfil - de la playa, así pues, para hablar de como se presenta el fenómeno en las costas mexicanas requiere de la me-- dición de todas las variables que influyen en el fenóme no tramo a tramo de la playa durante cierto tiempo, lo cual resultaría altamente costoso e inútil en ciertas - partes, luego lo que resulta aconsejable es la medición de estas variables en aquellos lugares que tengan o pue dan tener aprovechamiento desde el punto de vista marí- timo.

CAPITULO II

METODOS ANALITICOS DE PREDICCION DE LA CORRIENTE PLAYERA.

2.1 Métodos Analíticos para la solución del problema de - valuación de la velocidad de las corrientes playeras.

2.2

a).- Estudio analítico de Munk, Putnam y Traylor.

b).- Estudio analítico de Ciril Galvin Jr.

c).- Estudio analítico de Peter S. Eagleson.

d).- Estudio analítico de Peter S. Eagleson aplicando el- - principio de conservación de la energía y despreciando términos según sus valores relativos.

e).- Estudio analítico propuesto por el autor de la tesis - basado en la ecuación de impulso y cantidad de movi--- miento establecida por Putnam y modificado por Ciril - Galvin.

I.- Métodos Analíticos para la solución del problema de valuación de la velocidad de las corrientes playeras.

El primer enfoque al problema de la corriente playera fué una tentativa para relacionar la velocidad del transporte li toral con la componente a lo largo de la playa de la energía suministrada por la ola, La idea fué inicialmente propuesta por MUNCH - PATERSON (en 1914 en acuerdo a SVENDSON) posteriormente, EATON CALDWELL y otros han contribuído a esta evo lución. Una copilación amplia de datos de campo y laboratorio es dado por SAVAGE y en los cuales dan buena congruencia entre ambas mediciones. JOHNSON en sus mediciones de cam po incluye todos los datos; pero el ángulo requerido para las valuaciones tiene valores muy favorables y que no están dentro del órden que se esperaría. Posteriormente el fenómeno ha sido estudiado por Putnam, Munck y Traylor; Peter S. Eagleson, Ciril Galvin.

a).- Método de MUNK, PUTNAM y TRAYLOR.

Ellos estudiaron analíticamente las corrientes playeras. Para su estudio consideraron un volumen de control definido por la línea de playa, dos planos verticales y perpendiculares a la playa. Separados en Δx, un plano vertical paralelo a la línea de playa coicidiendo con la línea de rompiente, el fondo de la playa y la superficie del agua. Suponen una onda solitaria y que promediando en un período de ola, el flujo es permanente, uniforme y que la corriente que entra al volumen de control es igual a la que sale. Ellos siguieron dos caminos para valuar la corriente, mismos que los llevaron a dos Ecuaciones diferentes. Un camino es el de la condición de la conservación de la energía y el segundo consiste en el establecimiento de la ley de impulso y cantidad de movimiento en el volumen de control para un intervalo de tiempo igual a un período.

Obtención de la ecuación de MUNK, PUTNAM y TRAYLOR a partir del principio de conservación de la energía.

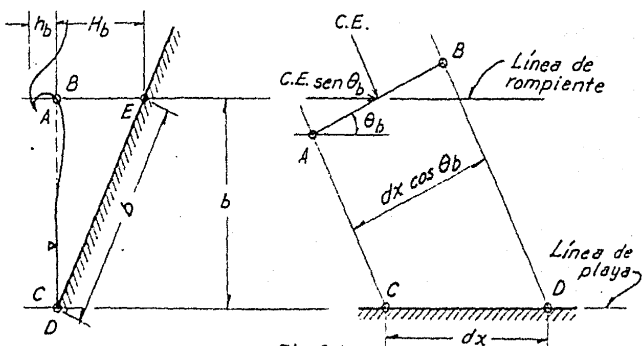


Fig. 2.1

El flujo de energía es:

$$F = nCE_b \tag{2.1}$$

Obtenida de la siguiente manera:

$$F = \frac{\tau}{T} \quad \frac{(\text{trabajo})}{(\text{tiempo})} = \text{Flujo de energía}$$

$$d\tau = \mathcal{F} ds$$

$\mathcal{F}$ = Fuerza que es producida por la presión, no la hidrostática sino la excedente

$$\mathcal{F} = p_e \, dy$$

$$ds = u\,dt$$

u = velocidad de la partícula

$$d\tau = p_e \, dy \, u \, dt$$

De donde:

$$F = \frac{1}{T} \int_0^T \int_0^{-d} p_e \, u \, dy \, dt$$

$$p_{TOT.} = \gamma y + \underbrace{\gamma a \frac{\cos h\, k(y+d)}{\cos h (kd)} \cos(kx - \sigma t)}_{p_e}$$

$$u = \frac{gak}{\sigma} \frac{\cos h\, k(y+d)}{\cos h (kd)} \cos(kx - \sigma t)$$

Sustituyendo queda:

$$F = \frac{1}{T} \int_0^T \int_0^{-d} \frac{g\gamma a^2 k}{\sigma} \frac{\cos h^2 k(y+d) \cos^2(kx - \sigma t)}{\cos h^2 kd} \, dy \, dt$$

$$F=\frac{\gamma a^2 g k}{T\sigma \cosh^2 kd}\int_0^T\int_0^{-d}\cosh^2 k(y+d)\cos^2(kx-\sigma t)\,dy\,dt$$

Integrando:

$$F=\frac{g\gamma a^2}{T\sigma\cosh^2 kd}\int_0^T\left[\frac{1}{4}\operatorname{sen}h\,2k(y+d)+\frac{k(y+d)}{2}\right]_0^{-d}\cos^2(kx-\sigma t)dt$$

$$F=\frac{g\gamma a^2}{T\sigma^2\cosh^2 kd}\left[\frac{1}{2}\left(\frac{\operatorname{sen}h\,2kd}{2}+kd\right)\right]\frac{1}{2}\left[(kx-\sigma t)+\frac{1}{2}\operatorname{sen}2(kx-\sigma t)\right]_0^T$$

Sustituyendo los límites de integración tenemos para:

$$\left[(kx-\sigma t)+\frac{1}{2}\operatorname{sen}2(kx-\sigma t)\right]_0^T=-\sigma T+\operatorname{sen}2kx\cos 2\sigma T-\cos 2kx\operatorname{sen}2\sigma T-$$
$$-\operatorname{sen}2kx\cos 0+\cos 2kx\operatorname{sen}0$$
$$=-\sigma T+\operatorname{sen}2kx\cos 2\frac{2\pi}{T}T-\cos 2kx\operatorname{sen}2\frac{2\pi T}{T}-$$
$$-\operatorname{sen}2kx$$
$$=-\sigma T$$

$$F=\frac{g\gamma a^2}{T\sigma^2\cosh^2 kd}\left[\frac{1}{4}\left(\frac{\operatorname{sen}h\,2kd}{2}+kd\right)\sigma T\right]$$

$$F=\frac{g\gamma a^2}{4\sigma}\left[\frac{2\operatorname{sen}h\,kd\cosh kd}{2\cosh^2 kd}+\frac{kd}{\cosh^2 kd}\right]$$

$$F=\frac{g\gamma a^2}{4\sigma}\left[\tanh kd+kd\left(1+\tan h^2 kd\right)\right]$$

$$F=\frac{g\gamma a^2}{4\sigma}\left[1+kd\left(\frac{1+\tan h^2 kd}{\tanh kd}\right)\right]\tan h\,kd$$

Como: $\quad \operatorname{sen}h\ 2kd = \dfrac{2\tan h\ kd}{1+\tan h\ kd}$

$$F = \frac{g\gamma a^2}{4\sigma}\left[1 + \frac{2kd}{\operatorname{sen}h\ 2kd}\right]\tan h\ kd$$

$$F = \frac{\gamma a^2}{2}\,\frac{LT}{\frac{2\pi L}{g}\cot h\ kd}\,\frac{1}{2}\left(1+\frac{2kd}{\operatorname{sen}h\ 2kd}\right) ;\ T^2 = \frac{2\pi L}{g}\cot h\ kd$$

$$F = \frac{\gamma a^2}{2}\,\frac{L}{T}\,\frac{1}{2}\left(1+\frac{2kd}{\operatorname{sen}h\ 2kd}\right)$$

Como $\quad a = \dfrac{H}{2} \quad$ y $\quad C = \dfrac{L}{T}$

$$F = \underbrace{\frac{\gamma H^2}{8}}_{1)}\ \underbrace{C}_{2)}\ \underbrace{\frac{1}{2}\left(1+\frac{2kd}{\operatorname{sen}h\ kd}\right)}_{3)} \quad ; \quad k = \frac{2\pi}{L} \ ; \ \sigma = \frac{2\pi}{T}$$

1) = energía de la ola

2) = celeridad de la onda

3) = factor de grupo

$$F = E_b\,Cn$$

Como E_b es la energía por unidad de longitud de ola, la energía que entra en el volúmen de control A B C D - E es:

$$nCE_b\,dx\cos\theta_b$$

La componente de esta energía paralela a la playa es:

$$nCE_b\,dx\cos\theta_b\,\mathrm{sen}\,\theta_b \qquad (2.2)$$

En la longitud diferencial dx se produce aguas abajo del vol. de control y por efecto de la corriente playera, una fuerza de fricción de valor.

$$k\,s\,v^2\,l'dx$$

La pérdida de energía producida por la fuerza anterior - através de la fricción, con el fondo es:

$$k\,s\,v^3\,l'\,dx \qquad (2.3)$$

k = (Coeficiente de fricción que depende de la rugocidad de la playa aguas abajo).

Si se considera como primera aproximación que con $l' \equiv l$ (ver figura 2.1)

Se obtiene la pendiente media de la playa en la consideración de un tirante H_b en el punto de rompiente de -- las olas.

$$m = \frac{H_b}{l} \qquad (2.4)$$

Supuesto el régimen establecido se puede igualar la Ecuación (2.2) y la (2.3) y sustituyendo (2.4) queda:

$$n \cdot C \cdot E_b \cos\theta_b \; sen\,\theta_b \; dx = k s v^3 dx \cdot \frac{H_b}{m}$$

$$V = \left[\frac{m \cdot n \cdot C \cdot E_b \cos\theta_b \; sen\,\theta_b}{k \cdot s \cdot H_b} \right]^{1/3} \qquad (2.5)$$

Ecuación para valuar la velocidad de la corriente playera según MUNK, PUTNAM y TRAYLOR. aplicando la ley del impulso

El gasto medio que entra en la zona de rompiente vale:

$$g \cdot Q \cdot \frac{C}{L} \qquad ; \qquad \left(\frac{C}{L} = \frac{1}{T} \right)$$

Donde Q es el gasto medio por unidad de ancho en el punto de ruptura de la ola (desde la superficie al nivel de reposo)

El impulso medio que entra en el volumen de control es:

$$C\left(g \cdot Q \cdot \frac{C}{L}\right) \cos \theta_b \, dx$$

La componente del impulso paralelo a la playa antes de la rompiente es:

$$C\left(g \cdot Q \cdot \frac{C}{L}\right) \cos \theta_b \operatorname{sen} \theta_b \, dx \qquad (2.6)$$

La componente del impulso despues de la rompiente dirigida hacia el mar es:

$$V\left(g \cdot Q \frac{C}{L}\right) \cos \theta_b \, dx \qquad (2.7)$$

La diferencia entre la (2.6) y (2.7) es:

$$\left(C \cdot \operatorname{sen} \theta_b - V\right) \cdot \left(g \cdot Q \cdot \frac{C}{L}\right) \cos \theta_b \, dx \qquad (2.8)$$

La Ecuación (2.8) puede ser igualada con la Fuerza de Fricción en el fondo de la playa aguas abajo:

$$k \cdot \mathcal{S} \cdot V^2 \ell' dx$$

$$\left(C \cdot sen\, \theta_b - V\right) \cdot \left(\mathcal{S} \cdot Q \cdot \frac{C}{L}\right) \cos \theta_b\, dx = k \cdot \mathcal{S} \cdot V^2 \ell' dx$$

$$V^2 + \frac{Q \cdot C \cdot \cos \theta_b}{k \ell' L} V - \frac{C^2 Q\, sen\, \theta_b \cos \theta_b}{L k \ell'} = 0$$

$$Como \quad \ell' = \frac{H_b}{m} \quad y \quad \frac{1}{T} = \frac{C}{L}$$

$$V^2 + \frac{m\, Q \cos \theta_b}{k H_b T} V - \frac{m\, C\, Q \cos \theta_b\, sen\, \theta_b}{k H_b T} = 0$$

Si hacemos:

$$a = \frac{m\, Q \cos \theta_b}{k H_b T}$$

Queda:

$$V^2 + aV - aC\, sen\, \theta_b = 0$$

$$V = \frac{-a \pm \sqrt{a^2 + 4aC\, sen\, \theta_b}}{2}$$

$$V = \frac{a}{2}\left[\sqrt{1 + \frac{4C\, sen\, \theta_b}{a}} - 1\right] \qquad (2.9)$$

PUTNAM, MUNK y TRAYLOR usaron para valuar Q , E_b y C la teoría de la onda solitaria, por lo que resulta conveniente hacer estas valuaciones.

La onda solitaria es el nombre que SCOTT ROUSSELL - dió a una onda que tiene todos sus puntos sobre el nivel de reposo y que es una sola protuberancia que puede viajar distancias considerables sin cambios apreciables en su forma.

La velocidad de la onda es constante y la determinó experimentalmente

$$C = \sqrt{g(H_b + h_b)}$$

Posteriormente, BAZIN confirmó los resultados de — ROUSSELL, BOUSSINCEQ y RAYLEIGH desarrollaron teorías - independientemente sobre la onda solitaria, tomando en consideración la componente vertical de la velocidad. La teoría demostró que el perfil no era una trocoide como - lo supuso ROUSSELL sino una curva dada por la Ecuación.

$$\eta = h_b \sec h^2 \frac{x}{2b}$$

Donde $$b^2 = \frac{H_b^2 (H_b + h_b)}{3 h_b}$$

Al aumentar la amplitud de la onda disminuye la concordancia; el valor límite de $\frac{h_b}{H_b}$ es de 0.78 y - que da un valor de la celeridad de:

$$C^2 = 2.28 g h_b$$

Sin embargo; LAITONE dice que el máximo valor de - es de 0.714 cuando no existen perturbaciones de fondo. IPPEN y KULIN (1955) dicen que en cientos de ensayos de laboratorio no lograron relaciones mayores de 0.72.

MUNK, W. H. y SVERDRVP, H. U. en "La onda solitaria y su aplicación a problemas en el *estran* "(Surf zonc).

Hallaron los siguientes valores para el gasto y la energía por unidad de longitud de cresta.

$$E_b = \frac{8 \cdot g}{L}\left(\frac{4 \cdot H_b \cdot h_b}{3}\right)^{3/2}$$

$$Q = 4 \cdot H_b^2 \sqrt{\frac{h_b}{3h_b}}$$

Valores que al ser sustituído en las Ecuaciones - (2.5) y (2.9) .

Queda: $$V = K\left[\frac{m h_b^2}{T} sen\, 2\theta_b\right]^{1/3}; \quad K = \left[0.871 g\left(\frac{n}{k}\right)\right]^{1/3} \quad (2.10)$$

y

$$V = \frac{a}{2}\left[\sqrt{1 + \frac{6.06\, g^{1/2} h_b^{1/2}\, sen\, \theta_b}{a}} - 1\right] \quad (2.11)$$

$$a = 2.61\, \frac{m h_b \cos\theta_b}{kT}$$

El coeficiente de fricción fue valuado por INMAN y QUINN con los siguientes resultados:

Para el modelo	$k = 3.7\, V^{-1.51}$
Para la naturaleza	$k = 5.8\, V^{-1.54}$
Para naturaleza y modelo.	$k = 4.4\, V^{-1.51}$

Las principales hipótesis implícita en las deducciones de las Ecuaciones anteriores son:

a) Las ecuaciones de Impulso y cantidad de movimiento pueden establecerse en función de cantidades para un tiempo medio (*un periódo*).

b) El flujo es uniforme en la dirección de la corriente playera.

c) No existe esfuerzo cortante en la cara del vol. de control en la línea de rompiente.

d) Q_b sale del volumen de control a través la línea de rompiente con velocidad V .

b).- Estudios de CIRIL J. GALVIN Jr.

GALVIN en su estudio puede decirse que principalmente con sus ensayos justifica su crítica a la ecuaciones de PUTNAM MUNK y TRAYLOR, así como establece lo que él llama correlación empírica con lo que halla otra ecuación para la velocidad.

Dice GALVIN, al establecer PUTNAM que el fluído que entra en la rompiente lo hace con una componente de velocidad en x de $C_b \operatorname{sen} \theta_b$ y que sale con una velocidad V, establece con ésto que $C_b \operatorname{sen} \theta_b > V$ lo cual no es cierto pues hay casos en que $C_b \operatorname{sen} \theta_b < \frac{1}{2} V$. Luego dice GALVIN, es más lógico usar una componente de velocidad del agua que entra $V_b + p C_b \operatorname{sen} \theta_b$ con lo que $C_b \operatorname{sen} \theta_b$ no tiene porque ser mayor que V, y donde p es un coeficiente < 1 que resulta de dividir la velocidad promedio de la partícula en la rompiente entre la celeridad en la rompiente.

Así establece la ecuación de cantidad de movimiento e impulso.

Cantidad de mov. que entra en la rompiente. $= \frac{A_W S}{T} \left(V_b + p C_b \operatorname{sen} \theta_b \right) \cos \theta_b \, dx$

Cantidad de mov. que sale a través de la línea de rompiente. $= \left(\frac{A_W S}{T} \cos \theta_b \, dx - A_L S \, dV \right) V_b$

Cantidad de mov. neto que sale en la corriente playera. $= A_L S \, dV$

Fuerza de fricción en el fondo $= \frac{f}{8} \rho V^2 (b+r) dx$

Fuerza asociada con las olas en la - rompiente. $= S$

$A_W =$ Area transversal en la rompiente por donde entra el fluído.

$A_L =$ Area por donde sale la corriente playera.

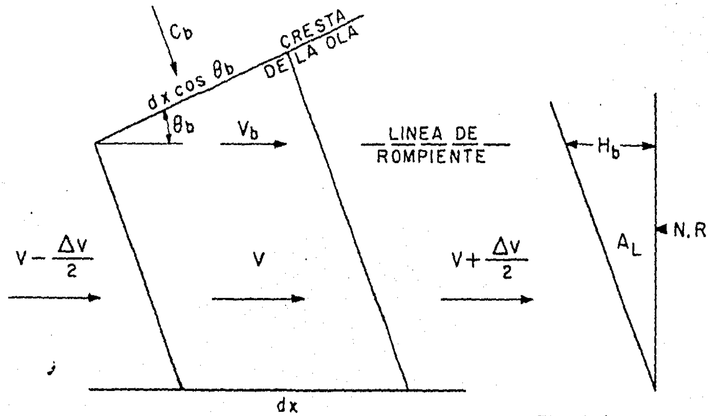


Fig. 2.2

Estableciendo la Ecuación de cantidad de movimiento e impulso.

$$\rho C_b \, sen 2\theta_b = \frac{f}{4} \frac{b+r}{A_W} T V^2 + \frac{2ST}{A_W \rho} + 2\frac{A_L}{A_W} TV(1-V') \frac{dV}{dx} \quad (2.11')$$

En la cual $V' = \frac{V_b}{V} < 1$

El término en el miembro izquierdo de la ecuación es de la ola en la rompiente, el primer término en el miembro derecho es debido a la fricción, el segundo es debido a fuerzas en la rompiente, impacto etc. y es desconocida; el tercer término es una aceleración

La Fuerza " S " es desconocida puede asumirse proporcional al flujo de cantidad de movimiento y puede ser absorbido por el coeficiente p ; asumiendo despreciable el esfuerzo cortante en la línea de rompiente y la posible fuerza de presión debida al gradien e del Nivel Medio en Movimiento la dirección x la Ecuación queda.

$$p C_b \operatorname{sen} 2\theta_b = \frac{f}{4} \frac{b+r}{A_W} T V^2 + 2 \frac{A_L}{A_W} T V (1 - V') \frac{dV}{dx} \qquad (2.11'')$$

Si hacemos:

$$D_1' = \frac{T}{4} \frac{b+r}{A_W}$$

$$D_2 = 2 \frac{A_L}{A_W} T$$

Y Diferenciando, la Ecuación queda:

$$D_2 (V - V_b) \frac{d^2 V}{dx^2} = \left[D_2 \left(\frac{dV_b}{dx} - \frac{dV}{dx} \right) - D_1' 2 f V \right] \frac{dV}{dx} - D_1' \frac{df}{dx} V^2 \qquad (2.12)$$

Suponiendo despreciable la velocidad de la corriente playara la velocidad de la partícula esta dada por:

$$u = \frac{1}{1 - \sigma + B} C \simeq \frac{2}{3} C$$

$$\sigma = \frac{e}{h_b} \qquad B = \frac{H_b}{h_b}$$

h_b = Altura de ola en la rompiente.

e = Sobre elev. del N. M. M.

H_b = Prof. en la rompiente.

donde C es la celeridad local del *estran* (bore) en el "runup" y para las mediciones de GALVIN $> \frac{1}{2} C_b$, como u tiene un valor promedio, cada medio período luego tiene un valor promedio de:

$$u_{promedio} = \frac{1}{3} C \simeq \frac{1}{6} C_b$$

Donde $u_{prom.}$ es del rango de 0.3 a $0.6\ ft/seg$ y V de $2\ ft/seg$ luego el cambio de R a lo largo de la playa será una magnitud muy pequeña, para una rugocidad relativa dada el cambio en f será del 20% a lo largo de la playa de prueba. Dice GALVIN luego la Ec.(2.12) queda, haciendo $D_1 = \frac{f}{4} \frac{b+r}{A_w} T$

$$D_2 (V - V_b) \frac{d^2V}{dx^2} = \left[D_2 \left(\frac{dV_b}{dx} - \frac{dV}{dx} \right) - D_1 2V \right] \frac{dV}{dx} \qquad (2.13)$$

Como V_b esta definido como la componente en X de la velocidad con que el flujo sale fuera de la playa, aguas arriba en la ortogonal $(x=0; V=0)$, luego la velocidad de la corriente playera deberá ser proporcional a la velocidad con que entra la ola $V = p . C_b \ sen\ \theta_b$ la gráfica de $V(x)$ deberá ser convexa hacia arriba y el miembro derecho de la $Ec.\ (2.13)$ deberá ser positivo. $\frac{2D_1V}{D_2}$ es del orden de $\frac{f}{H_b} . p\ C_b\ sen\ \theta_b$ cerca de la ortogonal de aguas arriba, el cual puede ser un número muy pequeño para valores pequeños de θ_b, de donde el signo de $\frac{d^2V}{dx^2}$ debe depender principalmente de la relación entre $\frac{dV_b}{dx}$ y $\frac{dV}{dx}$ porque V va desde $p\,C_b$ sen θ_b a $V_{máx.}$ y V_b va desde 0 a valores próximos a $V_{máx.}$. Esto hace que $\frac{dV_b}{dx}$ sea mayor que $\frac{dV}{dx}$ aguas arriba (cerca de la ortogonal) y así $\frac{d^2V}{dx^2}$ puede ser inicialmente positiva.

Haciendo caso omiso de la variación de f , el término de fricción de la Ecuación (2.11') varía con el cuadrado de la velocidad y como el miembro izquierdo de la Ec. es constante, V deberá alcanzar un límite y $\frac{d^2V}{dx^2}$ será negativa si la playa es lo suficiente larga y V tenderá a un máximo y la gráfica de $V(x)$ será covexa hacia arriba y tenderá a ser V constante eventualmente. Luego la variación *idealizada* de $V(x)$ será.

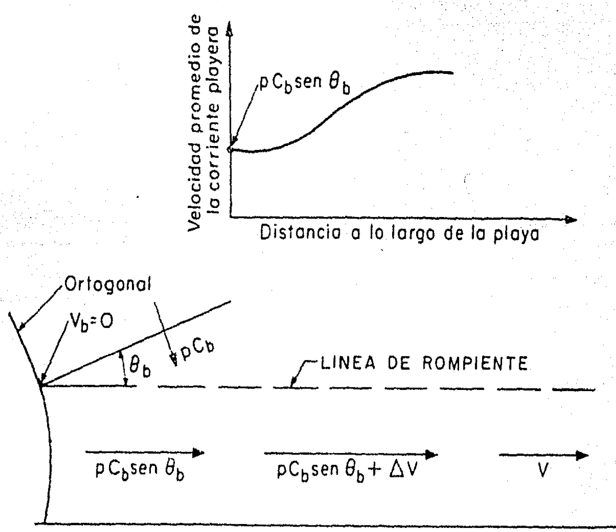


Fig. 2.3

GALVIN además encontró una correlación cempírica entre los datos de campo y laboratorio de que disponía. Esta correlación se basa en igualar el gasto Q_L de la corriente playera y un gasto hipotético Q_W igual al producto de $C_b \operatorname{sen} \theta_b$ y una área triangular de altura h_b y longitud $L_b \cos \theta_b$

$$Q_L = A_L V = \frac{1}{2} m b^2 V \tag{2.14}$$

$$Q_W = A_W C_b \operatorname{sen} \theta_b = \left(\frac{1}{2} h_b L_b \cos \theta_b\right) C_b \operatorname{sen} \theta_b \tag{2.15}$$

Usando las Ecuaciones:

$$C = \left[g h_b (1 - \sigma + \beta)\right]^{1/2}$$

$$\beta = \frac{H_b}{h_b} \qquad \sigma = \frac{e}{h_b} \qquad H_b = mb$$

Queda: (2.14) y (2.15)

$$Q_L = \frac{1}{2} \beta_b^2 \frac{h_b^2}{m} V$$

Y:

$$Q_W = \frac{1}{4} g T h_b^2 (1 - \sigma_b + \beta_b) \operatorname{sen} 2\theta_b$$

Haciendo la relación. $\frac{Q_L}{Q_W} = Q_R$

$$Q_R = \left(\frac{2\beta^2}{1-\sigma_b+\beta_b} \right) \frac{V}{g m T \operatorname{sen} 2\theta_b}$$

llamando $K_1 = \frac{1-\sigma_b+\beta_b}{2\beta_b^2}$

$$V = Q_R K_1 m g T \operatorname{sen} 2\theta_b$$

Pero de las observaciones de PUTNAM, INMAN y QUINN, junto con las suyas, GALVIN hallo que $Q_R = 1$ y que - para valores de $\sigma = 0.3$ y $\beta = 0.85$ el valor de K_1 (promedio) es de 1 luego la Ecuación queda:

$$V = K_1 g m T \operatorname{sen} 2\theta_b$$

Pero observa GALVIN que hay valores de K_1 aisla dos que caven dentro de $\pm 25\%$ del K promedio. - Observénse las gráficas.

C).- METODO ANALITICO DE PETER S. EAGLESON.

La resultante de las fuerzas que se ejercen en un volúmen diferencial (de superficie y de masa).

$$d\bar{R} = \bar{B}\,\rho\, dV + \tau(n)\, dS \qquad (2.15')$$

B = Fuerza por unidad de masa

$\tau(n)$ = esfuerzo por unidad de superficie del volúmen diferencial.

Integrando $(2.15')$

$$\bar{R} = \int_V \bar{B}\,\rho\, dV + \int \tau(n)\, dS$$

Sabemos que:

$$\bar{F} = \frac{d}{dt}(m\bar{v}) \quad ; \quad m\bar{v} = Q\,(\text{cantidad de movimiento})$$

Pero:

$$dQ = \bar{v}\,\rho\, dV \quad ; \quad Q = \int_V \bar{v}\,\rho\, dV$$

De donde:

$$F = \frac{d}{dt}\int_V \bar{v}\,\rho\, dV$$

Por el teorema de D'ALAMBERT.

$$\int_V \bar{B}\,\rho\, dV + \int_S \tau(n)\, dS = \frac{d}{dt}\int_V \bar{v}\,\rho\, dV \qquad (2.16)$$

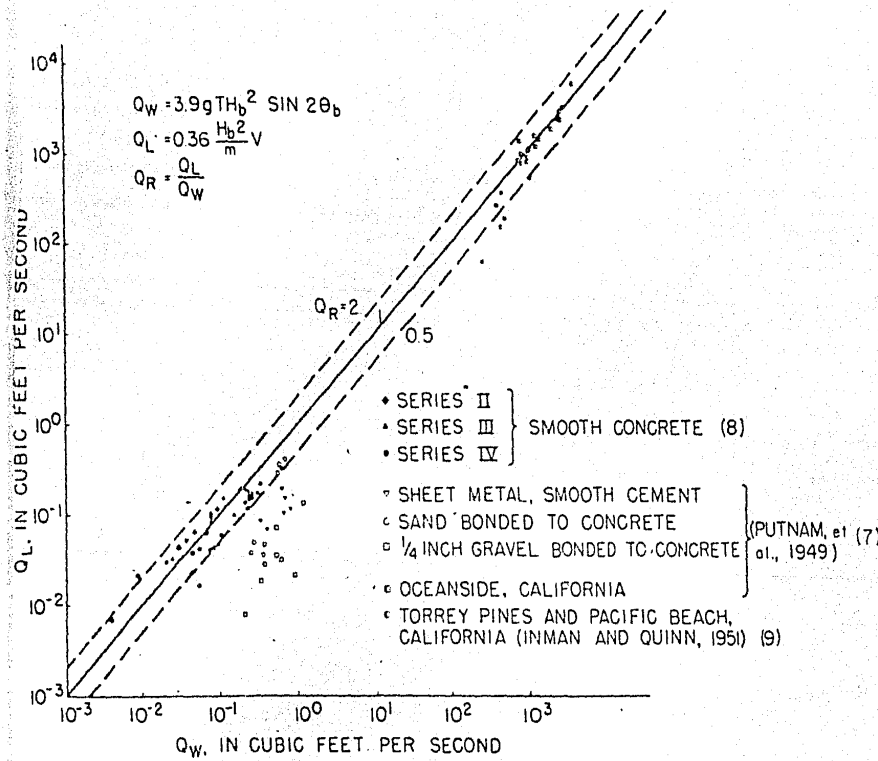


Figure 10. Empirical Correlation of Longshore Current Velocities.

Fig. 2.4

Por el teorema de GAUSS.

$$\int_S \tau(n)\, dS = \iint\left[\frac{\partial \tau(i)}{\partial x} + \frac{\partial \tau(j)}{\partial y} + \frac{\partial \tau(k)}{\partial z}\right] d\forall$$

De las Ecuaciones de HOOKE y POISSON aplicadas al campo de las velocidades se encuentra.

$$\frac{\partial \tau(i)}{\partial x} + \frac{\partial \tau(j)}{\partial y} + \frac{\partial \tau(k)}{\partial z} = V grad.\, p - \mu \nabla^2 \bar{V} - \mu\, grad.\, div.\, \bar{V} \quad (2.17)$$

Por otra parte:

$$\bar{a} = \frac{d\bar{V}}{dt} = \frac{\partial \bar{V}}{\partial t} + v_x \frac{\partial \bar{V}}{\partial x} + v_y \frac{\partial \bar{V}}{\partial y} + v_z \frac{\partial \bar{V}}{\partial z}$$

$$\bar{a} = \frac{\partial \bar{V}}{\partial t} + i\, div.(V_x \bar{V}) + j\, div.(V_y \bar{V}) + k\, div.(V_z \bar{V})$$

Aplicando el teorema de GAUSS a la Ecuación *(2.16)* queda:

$$\int_{\forall} \bar{B} S\, d\forall + \int_{\forall}\left[\frac{\partial \tau(i)}{\partial x} + \frac{\partial \tau(j)}{\partial y} + \frac{\partial \tau(k)}{\partial z}\right] d\forall = \frac{d}{dt}\int_{\forall} \bar{v} \rho\, d\forall$$

Sustituyendo en la anterior la Ecuación *(2.17)*

$$\int_{\forall} \bar{B} S\, d\forall + \int_{\forall}\left[V grad.\, p - \mu \nabla^2 \bar{v} - \mu\, grad.\, div.\, \bar{v}\right] d\forall = \frac{d}{dt}\int_{\forall} \bar{v} \rho\, d\forall \quad (2.18)$$

Si ρ independiente de t podemos sustituir en el miembro derecho de la Ecuación *(2.18)* $\frac{d\bar{V}}{dt} = \bar{a}$.

Quedando:

$$\int_{\forall} \bar{B} S\, d\forall + \int_{\forall} \left[\nu\, grad.p\ \mu \nabla^2 \bar{v} - \mu\, grad.\, div.\bar{V} \right] dV = \int_{\forall} \rho \frac{\partial \bar{V}}{\partial t} d\forall +$$

$$+ \rho \int_{\forall} \left[i\, div.(V_x \bar{V}) + j\, div.(V_y \bar{V}) + k\, div.(V_z \bar{V}) \right] d\forall \quad (2.19)$$

Aplicando el teorema de la divergencia al segundo miembro queda:

$$= \int_{\forall} \rho \frac{\partial \bar{V}}{\partial t} d\forall + \int_S \rho \left[(v_x\, \bar{V}\cdot n) i + (v_y\, \bar{V}\cdot n) j + (v_z\, \bar{V}\cdot n) k \right] dS$$

$$= \int_{\forall} \rho \frac{\partial \bar{V}}{\partial t} d\forall + \int_S \rho V_n \bar{V} dS \qquad (2.20)$$

En el primer miembro recordamos que en un liquido $\nu = 1$ y por ser incompresible $div.\bar{V} = 0$ luego queda:

$$\int_{\forall} \rho \bar{B} d\forall + \int_{\forall} grad.p\, d\forall - \mu \int_{\forall} \nabla^2 \bar{V} d\forall = \int_{\forall} \rho \bar{B} d\forall + \int_S p \bar{n}\, ds -$$

$$- \int_S \mu \left[(grad\ v_x \cdot \bar{n}) i + (grad\ v_y \cdot \bar{n}) j + (grad\ v_z \cdot \bar{n}) k \right] ds$$

Como:

$$(grad.V_x \cdot \bar{n}) i + (grad.V_y \cdot \bar{n}) j + (grad.V_z \cdot \bar{n}) k = \frac{\partial v_x}{\partial n} i + \frac{\partial v_y}{\partial n} j + \frac{\partial v_z}{\partial n} k = \frac{\partial \bar{V}}{\partial \bar{n}}$$

Luego el primer miembro queda:

$$\int_{\forall} \rho \bar{B} d\forall + \int_{\forall} (grad.p) d\forall - \mu \int_{\forall} \nabla^2 \bar{V} d\forall = \int_{\forall} \bar{B} \rho d\forall + \int_S p \bar{n}\, ds - \int_S \mu \frac{\partial \bar{V}}{\partial n} ds \quad (2.21)$$

Sustituyendo (2.20) y (2.21) en (2.19)

$$\int_{\forall} \rho \bar{B} d\forall + \int_S p \bar{n}\, dS - \int_S \mu \frac{\partial \bar{V}}{\partial n} dS = \int_{\forall} \rho \frac{\partial \bar{V}}{\partial t} d\forall + \int_S \rho V_n \bar{V} dS \qquad (2.22)$$

Si en la Ecuación (2.22) hacemos:

$$\bar{F}_S = \int_S [\rho \bar{n} - \mu \frac{\partial \bar{V}}{\partial n}] dS, \text{ además } \bar{V} \cdot n = V_n$$

Luego queda:

$$\int_{\forall} \bar{B} \rho \, d\forall + \bar{F}_S = \frac{\partial}{\partial t} \int_{\forall} \rho \bar{V} d\forall + \int \rho \bar{V} (\bar{V} \cdot n) dS$$

Esta ecuación la aplica EAGLESON al volumen de control mostrado en la figura razonado de la siguiente manera.

En la Ecuación

$\bar{F}_S$ = Fuerza de superficie

$\bar{B}$ = fuerza de campo por unidad de masa

ρ = masa especifica del liquido.

$d\forall$ = diferencial de volumen

$\bar{V}$ = velocidad absoluta de liquido

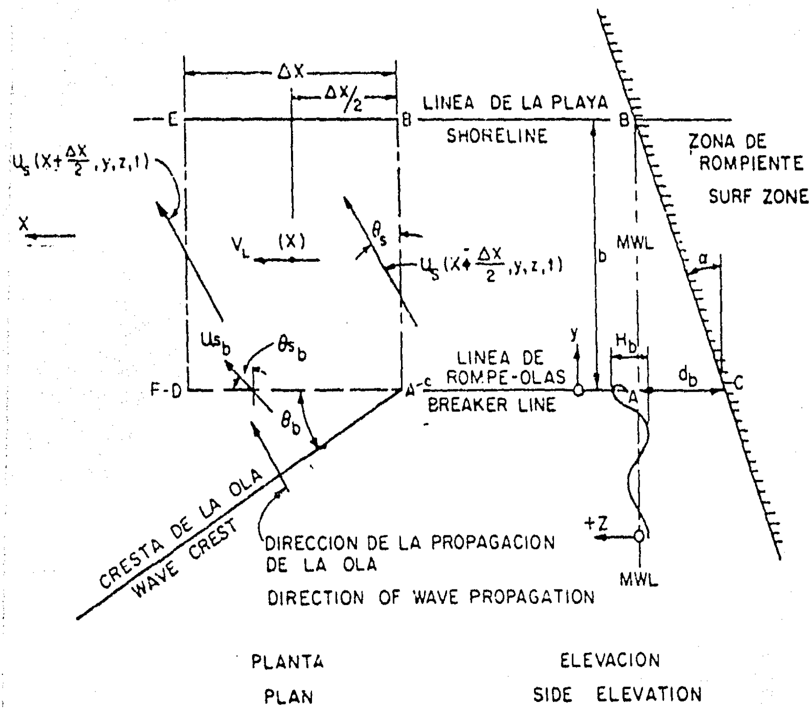
dS = diferencial de Area.

n = vector unitario normal positivo hacia afuera.

t = Tiempo

$\forall$ = significa volumen

S = significa área.



CONVENCIONES

Fig. 2.5

La componente en x de la ecuación vectorial es:

$$F_{S_x} + \int_{\forall} B_x \rho \, d\forall = \int_S V_x (\rho \bar{V} \cdot n) \, dS + \frac{\partial}{\partial t} \int_{\forall} V_x \rho \, d\forall \quad (2.23)$$

Si *asumimos* que partiendo del reposo elflujo dentro del volumen de control se ha establecido para un --- tiempo promedio para cada termino de la ecuación*(2.23)*, - este tiempo medio es un período fundamental, T_* , del proceso dentro de la rompiente y línea de playa y que - será al final común multiplo del período de la ola y el retorno del agua (Swash). Así en el futuro se asumirá - que las cantidades son uniformes para un tiempo medio - y para una playa infinitamente larga.

FUERZAS DE SUPERFICIE:

Asumiendo I.- Despreciable es esfuerzo en la *pared* vertical *ACDF* localizada justamente en la línea de rompiente donde el movimiento es irrotacional.

2.- Que existen dos fuerzas normales opuestas en las caras *ABC* y *DEF* que es congruente con la hipótesis de que existe una corriente playera.

3.- Que no existen esfuerzos debidos al viento en la superficie libre;

La única fuerza efectiva será la resistencia de la superficie $CBEF$ que para el tiempo promedio puede ser escrita así:

$$\bar{F}_{S_x} = \frac{1}{T_*}\int_0^{T_*}\int_{x-\frac{\Delta x}{2}}^{x+\frac{\Delta x}{2}}\int_0^b \frac{C_f}{2}\rho u_S^2(x,y,t)\, sen\,\alpha\, sen\,\theta\, dx\, dy\, dt \quad (2.24)$$

El subíndice S es usado para indicar condiciones locales de la zona entre la rompiente y línea de playa.- C_f es un coeficiente adimencional definido en términos de la velocidad media en el recorrido.

$$u_S(x,y,t) = \frac{1}{d}\int_0^{-H} u_S(x,y,z,t)$$

Pero el flujo en esta zona es altamente turbulento y se asume una distribución vertical uniforme.

$$u_S(x,y,t) = u_S(x,y,z,t)$$

Congruentes con la "uniformidad" el tiempo medio debe de ser independiente de x y la ecuación (2.24) puede ser escrita:

$$\bar{F}_{S_x} = \frac{\rho\Delta x\, sec\,\alpha}{2T_*}\int_0^{T_*}\int_0^b C_f u_S^2(x,y,t)\, sen\,\theta_S\, dy\, dt \quad (2.25)$$

FUERZAS DE CUERPOS:

Sólo existe la gravedad y como x es horizontal.

$$\int_{\forall} \bar{B}\rho\, d\forall = 0 \qquad (2.26)$$

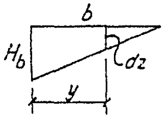
Cantidad de morimiento

$$\frac{1}{T_*}\int_0^{T_*}\int_S \rho\, u_{s_x}(\bar{u}_s \cdot \bar{n})\, dS = -\frac{\Delta x}{T_*}\int_0^{T_*}\int_0^{-H_b} \rho\, u_{s_b}^2(x,z,t)\, \mathrm{sen}\,\theta_{s_b} \cos\theta_{s_b}\, dz\, dt \quad (2.27)$$

La ecuación (2.27) es para la cara ADFC del volumen de control

En la cara ABC

Asumiendo



$$dz = \left(1 - \frac{y}{b}\right) H_b$$

$$dA = \left(1 - \frac{y}{b}\right) H_b\, dy$$

Quedando

$$-\frac{1}{T_*}\int_0^{T_*}\int_0^{b} \rho \left[u_s(x,y,t)\, \mathrm{sen}\,\theta_s\right]^2 \left(1 - \frac{y}{b}\right) H_b\, dy\, dt \qquad (2.28)$$

En la cara DEF

$$+\frac{1}{T_*}\int_0^{T_*}\int_0^{b} \rho \left[u_s(x,y,t)\, \mathrm{sen}\,\theta_s\right]^2 \left(1 - \frac{y}{b}\right) H_b\, dy\, dt \qquad (2.29)$$

Al asumir que el proceso es estacionario

$$\frac{1}{T_*}\int_0^{T_*} \frac{\partial}{\partial t}\int_{\forall} \rho\, u_{s_x}\, d\forall\, dt = 0 \qquad (2.30)$$

Sustituyendo *(2.25)*, *(2.26)*, *(2.27)* ,*(2.28)* ,*(2.29)* , *y (2.30)*- en *(2.23)* queda:

$$\frac{\sec\alpha}{T_*}\int_0^{T_*}\int_0^{b} C_f\, u_s^2(x,y,t)\,\text{sen}\,\theta_s\, dy\, dt = \frac{1}{T_*}\int_0^{T_*}\int_0^{-H_b} u_s^2(x,z,t)\,\text{sen}\,\theta_b\, dz\, dt \quad (2.31)$$

La integración de la ecuación *(2.31)* depende fundamentalmente de las hipótesis relativas a las funciones - C_f , u_s , u_{s_b} , θ_s y θ_{s_b} . En primer lugar se asumirá que los números de REYNOLDS en la zona A_s son lo suficientemente altos para asegurar un comportamiento de "Superficie rugosa" totalmente desarrollado. Con esto, se usará un coeficiente de resistencia constante deducido de los valores convencionales del coeficiente f de DARCY utilizados en el movimiento permanente y uniforme en *tubería* o sea:

$$C_f = \frac{f}{4} \quad (2.32)$$

En segundo lugar y como primera aproximación se asumirá:

1.- $u_s(x, y, t)\,\text{sen}\,\theta_s$ es uniformemente distribuido y su variación con el tiempo dada por:

$$u_s(x,y,t)\,\text{sen}\,\theta_s \begin{cases} u_{s_0}\left[1-\frac{2t}{T_s}\right] & para\ 0 \leq t < \frac{T_s}{2} \\ 0 & para\ \frac{T_s}{2} \leq t < T_s \end{cases} \quad (2.33)$$

En *donde* T_S es el período delproceso que *sigue* a la rotura de la ola (Swash).

$$2.-\ V_L = \frac{1}{A_S T_*}\int_0^{T_*}\int_A u_S(x,y,t)\,sen\,\theta_S\,dA_S\,dt \qquad (2.34)$$

Como $u_S(x,y,t)\,sen\,\theta_S$ *es* uniformemente distribuida es independiente del área.

$$V_L = \frac{1}{T_*}\int_0^{T_*} u_S(x,y,t)\,sen\,\theta_S\,dt$$

Pero además T_* es multiplo entero de T_S

$$T_* = n\,T_S$$

Luego :

$$V_L = \frac{1}{n\,T_S}\int_0^{nT_S} u_S(x,y,t)\,sen\,\theta_S dt$$

Como se esta integrando una función periodica puede escribirse:

$$V_L = \frac{1}{T_S}\int_0^{T_S} u_S(x,y,t)\,sen\,\theta_S\,dt$$

$$V_L = \frac{1}{T_S}\int_0^{\frac{T_S}{2}} u_S(x,y,t)\,sen\,\theta_S\,dt + \frac{1}{T_S}\int_{\frac{T_S}{2}}^{T} u_S(x,y,t)\,sen\,\theta_S dt$$

Por la ecuación (2.33) la integral queda:

$$V_L = \frac{1}{T_s}\int_0^{\frac{T_s}{2}} u_{s_0}\left[1-\frac{2t}{T_s}\right]dt$$

$$V_L = \frac{u_{s_0}}{4} \qquad (2.35)$$

Con la hipótesis adicional de:

$$\theta_s = \begin{cases} \text{ángulo en la rompiente } \theta_b \text{ para } 0 \leq t < \frac{T_s}{2} \\ \text{y} \quad 0 \quad \text{para } \frac{T_s}{2} \leq t < T_s \end{cases}$$

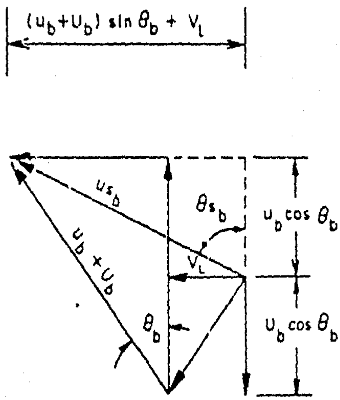
$$\frac{\sec\alpha}{T_*}\int_0^{T_*}\int_0^{b} C_f\, u_s^2(x,y,t)\,\mathrm{sen}\,\theta_s\, dy\,dt = \frac{b C_f \sec\alpha}{T_*}\int_0^{T_s} u_s^2(x,y,t)\,\mathrm{sen}\,\theta_s\, dt$$

(por ser función periodica y T_* múltiplo de T_s)

$$= \frac{b C_f \sec\alpha}{T_s}\int_0^{T_s} u_s^2(x,y,t)\,\mathrm{sen}\,\theta_s\, dt$$

$$= \frac{b C_f \sec\alpha}{T_s}\int_0^{\frac{T_s}{2}} u_{s_0}^2\left[1-\frac{2t}{T_s}\right]^2 \mathrm{sen}\,\theta_b\, dt$$

$$= \frac{b C_f \sec\alpha}{2\,\mathrm{sen}\,\theta_b}\;\frac{u_{s_0}^2}{3}$$



DISTRIBUCION DE VELOCIDAD ASUMIDA

Fig. 2.6

Como: $V_L = \dfrac{u_{s_o}}{4}$ y $C_f = \dfrac{f}{4}$

$$\frac{\sec\alpha}{T_*}\int_0^{T_*}\int_0^{b} C_f u_s^2(x,y,t)\,\mathrm{sen}\,\theta_s\,dy\,dt = \frac{2bf\sec\alpha\, V_L^2}{3\,\mathrm{sen}\,\theta_b} \qquad (2.36)$$

Además:

$$\frac{1}{T_*}\int_0^{T_*}\int_0^{-H_b} u_{s_b}^2(x,y,t)\,\mathrm{sen}\,2\theta_{s_b}\,dt\,dz = \frac{1}{T_*}\int_0^{T_*}\int_0^{-H_b} 2\,u_{s_b}^2(x,y,t)\,\mathrm{sen}\,\theta_{s_b}\cos\theta_{s_b}\,dz\,dt \quad (2.37)$$

De acuerdo con la distribución de velocidades que se muestra en la figura.

$$\mathrm{sen}\,\theta_{s_b} = \frac{(U_b+u_b)\,\mathrm{sen}\,\theta_b + V_L}{u_{s_b}(x,y,t)}$$

$$\cos\theta_{s_b} = \frac{u_b\cos\theta_b}{u_{s_b}(x,y,t)}$$

Sustituyendo estos valores. en (2.37)

$$\frac{1}{T_*}\int_0^{T_*}\int_0^{-H_b} u_{s_b}^2(x,y,t)\,\mathrm{sen}\,2\theta_{s_b}\,dz\,dt = \frac{1}{T_*}\int_0^{T_*}\int_0^{-H_b} 2\left[(U_b+u_b)\,\mathrm{sen}\,\theta_b + V_L\right]u_b\cos\theta_b\,dz\,dt$$

U_b = velocidad de transporte de masa en el punto de rotura.

u_b = velocidad instantanea del fluido en el punto de rotura referencial

Tomando en cuenta que T_* es multiplo entero de T (período de la onda) y el cual es a su vez el período de u_b la última ecuación nos queda:

$$\frac{1}{T}\int_0^{T_*}\int_0^{-H_b} u_{s_b}^2(x,y,t)\,sen\,2\theta_{s_b}\,dz\,dt = \frac{1}{T}\int_0^{T}\int_0^{-H_b} u_b^2\,sen\,2\theta_b\,dz\,dt \quad (2.38)$$

Sustituyendo *(2.36)* y *(2.38)* en *(2.31)* nos queda:

$$\frac{2fb\sec\alpha}{3\,sen\,\theta_b} = \frac{1}{T}\int_0^{T}\int_0^{-H_b} u_b^2\,sen\,2\theta_b\,dz\,dt \qquad (2.39)$$

Como:

$$u_b = \frac{ghk}{2\sigma}\;\frac{\cosh k(z+H)}{\cosh kH}\cos(kx-\sigma t)$$

Si se observa la integral de la página 16 sólo difiere de la integral *(2.39)* en:

$$\frac{gk}{\sigma\gamma}\,sen\,2\theta_b$$

Que son constantes luego bastara con multiplicar por este valor, el resultado de esta integración y teniendo en cuenta que : $\frac{k}{\sigma} = \frac{1}{C}$

$$\frac{2fb\sec\alpha}{3\,sen\,\theta_b}\,V_L^2 = \frac{g\,h_b^2}{8}\,\frac{1}{2}\left(1+\frac{2kH_b}{senh\,2kH_b}\right)sen\,2\theta_b \qquad (2.40)$$

Teniendo en cuenta que:

$$\frac{1}{2}\left(1+\frac{\frac{4\pi H_b}{L_b}}{\operatorname{senh}\frac{4\pi H_b}{L_b}}\right)=n_b \text{ (factor de grupo)}$$

Y $$b \sec\alpha = \frac{H_b}{\operatorname{sen}\alpha}$$

La ecuación (2.40) queda:

$$V_L^2=\frac{3}{2}\left[\frac{g\,h_b^2\,n_b}{8H_b}\right]\frac{\operatorname{sen}\alpha\,\operatorname{sen}\theta_b\operatorname{sen}2\theta_b}{f} \qquad (2.41)$$

La validez de la Ecuación (2.41) se muestra en la figura donde EAGLESON llevo las mediciones, tanto en laboratorio como en el campo de PUTNAM, MUNK y TRAYLOR, en que se disponian de todos los datos excepto de f y H_b por lo que supuso $\frac{h_b}{H_b}=1$; de los datos de INMAN y QUINN faltaban tambien f y H_b por lo que hizo la misma hipótesis ademas uso sólo los valores de V_L cuya desviación "Standard" fue menor que el valor medio medido.

'OS DE SUPERFICIE Y VALORES DE LA RUGOSIDAD ABSOLUTA TOMADOS POR EAGLESON.

;e de Prueba	Descripción de la Superficie	Valores asumidos de la rugosidad absoluta K (pies).
oratorio (1)	Arena Natural	0.0033
oratorio (1)	Placas de metal o cemento liso	0.0001
oratorio (1)	Grava de 1/4"	0.0210
;eno (1)	Arena Natural	0.0033
;eno (5)	Arena Natural	0.0033

(I) *son* de PUTNAM, MUNK y TRAYLOR

(5) INMAN y QUINN.

La rugocidad relativa la calculada con:

$$\text{Rugocidad relativa} = \frac{4R_s}{K} = \frac{2H_b}{K}$$

El número de REYNOLDS la aproximó usando.

$$\mathbb{R}_s = \frac{4R_sV_L}{\nu sen\theta_b} = \frac{2H_bV_L}{\nu sen\theta_b}$$

Aclara P. S. EAGLESON que:

I.- No fue obtenida información alguna a cerca de la distancia aguas arriba de la más cercana obstrucción - (Muros por ejemplo) *supuso* las corrientes unifor-- mes.

2.- La teoría de las ondas de pequeña amplitud no da resultados exactos en la rompiente, lo cual influirá sobre todo en el miembro derecho de la Ec. *(2.39)*.

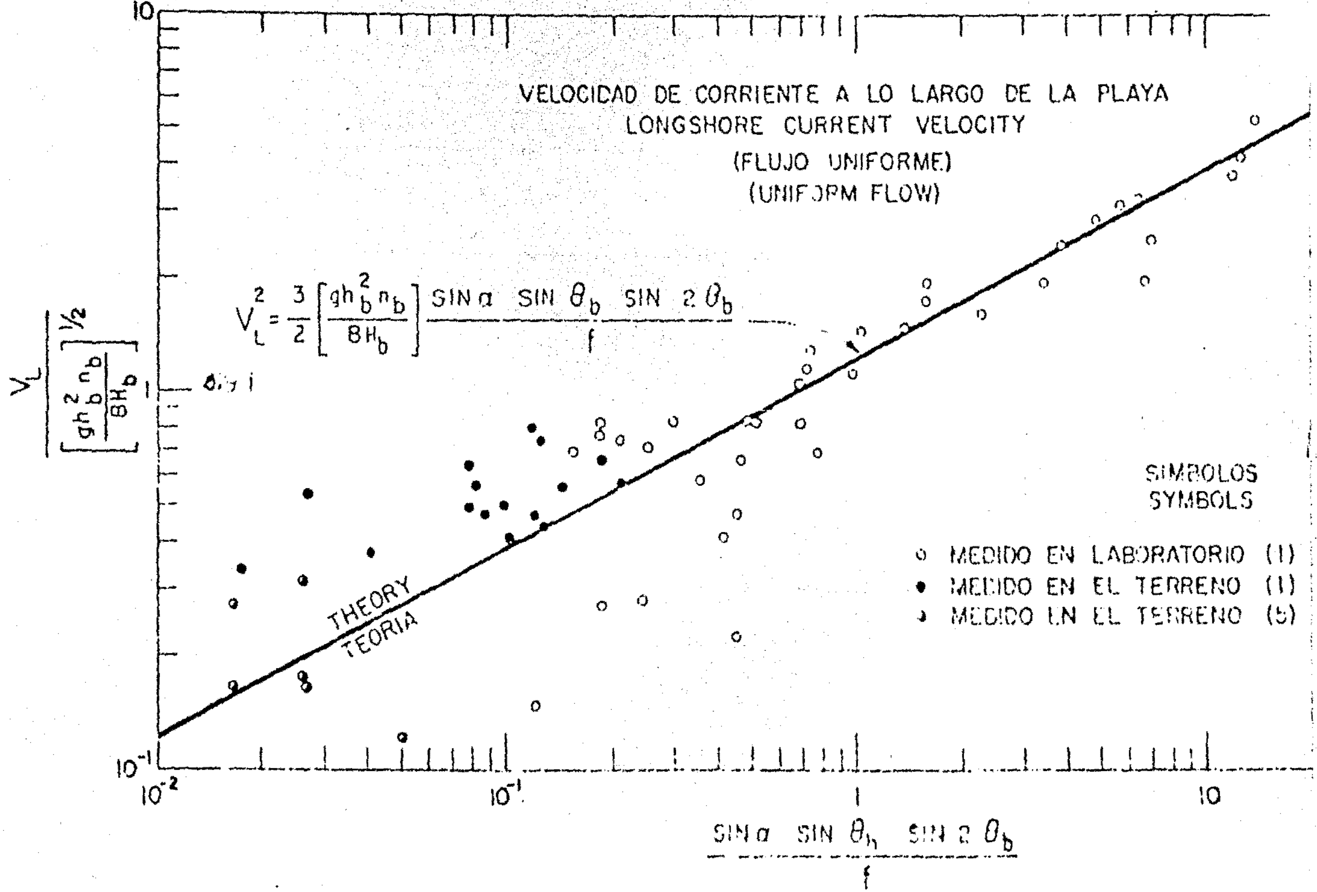
3.- La medición precisa del valor de las magnitudes medidos en la rompiente es dificil en el terreno.

Así PETER S. EAGLESON llega a las siguientes conclu ciones.

I.- Se deriva una expresión para la velocidad media de una corriente playera uniforme en la zona de rom--- piente, de una playa plana e impermeable.

2.- Se demuestra satisfactoriamente la validez de esta relación mediante su concordancia con las medidas - obtenidas en laboratorio y en terreno. Fig. 2.7

3.- La ecuación derivada podría ser util en la evalua-- ción de los efectos de escala en modelos dinamicos de proceso costeros.



VERIFICACION DE LA TEORIA

Fig. 2.7

d).- Estudio Analítico de Peter S. Eagleson aplicando el principio de la conservación de la energía y eli--- minando términos según sus valores relativos.

En otro estudio realizado por PETER S. EAGLESON, si bien usó las mismas hipótesis del anterior, la manera en que plantea el problema es un poco diferente, además usa la teoría de la onda solitaria para valuar el volúmen in yectado por la ola a la zona de rompiente así como la -- energía, además hace unos razonamientos al parecer bas-- tantes lógicos que lo conducen a otras ecuaciones que por lo que a continuación exponemos este otro estudio de P.S. EAGLESON.

PARTIENDO DEL VOLUMEN DE CONTROL.

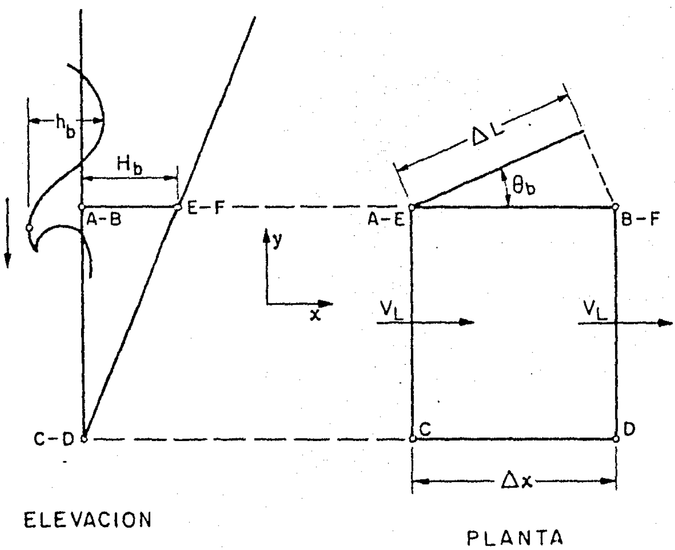


Fig. 2.8

Dice: el gasto que entra en el volumen de control es igual al que sale y vale:

$$\rho Q_{entra} = \frac{\rho \forall}{T} \Delta L = \frac{\rho \forall}{T} \Delta x \cos\theta_b = \rho Q_{sale} \qquad (2.42)$$

$\forall$ = Volumen por unidad de longitud de cresta inyectado en la rompiente.

Q = gasto.

Hagamos que la velocidad con la cual el flujo entra en el volumen de control sea V_b

La componente en " y " de la velocidad de retorno hacia el mar es:

$$V_{r_y} = \frac{\forall \cos\theta_b}{T H_b} \qquad (2.43)$$

Y la componente en x de la velocidad de retorno — es V_{r_x}

La cantidad de movimiento del flujo:

$$\dot{M}_{entra,x} = \frac{\rho \forall}{T} \Delta x \cos\theta_b \left[V_b \operatorname{sen}\theta_b + V_L\right] \qquad (2.44)$$

con lo cual suponemos que el flujo se movía ya con una velocidad V_L , cuando adquiere la velocidad inducida por la ola V_b de igual manera.

$$M_{entra,y} = \frac{\rho \forall}{T} \Delta x \cos\theta_b \cdot V_b \cos\theta_b \qquad (2.45)$$

$$M_{sale,x} = \frac{\rho \forall}{T} \Delta x \cos\theta_b \cdot V_{r_x} \qquad (2.46)$$

$$M_{sale,y} = \frac{\rho \forall}{T} \Delta x \cos\theta_b \cdot V_{r_y} \qquad (2.47)$$

De la Ecuación (2.43), la Ec. (2.47) queda:

$$M_{sale,y} = \frac{\rho}{H_b}\left(\frac{\forall}{T}\right)^2 \Delta x \cos^2\theta_b \qquad (2.48)$$

La cantidad neta de cantidad de movimiento en el flujo - puede ser escrita en una ecuación como la suma de todas las fuerzas externas en la dirección dada.

De las ecuaciones (2.44) y (2.46)

$$\Sigma F_x = \frac{\rho\forall}{T}\cos\theta_b\left[V_b \operatorname{sen}\theta_b + V_L - V_{r_x}\right]\Delta x \qquad (2.49)$$

De las ecuaciones (2.45) y (2.48)

$$\Sigma F_y = \frac{\rho\forall}{T}\cos^2\theta_b\left[V_b - \frac{\forall}{TH_b}\right]\Delta x \qquad (2.50)$$

Ahora bien, el flujo de energía puede ser considerado como sigue:

Energía del flujo que entra = Energía disipada en la rompiente (E_d') + Energía disipada en el mantenimiento de la corriente playera (E_L') + Energía que sale en el flujo de retorno.

$$\frac{E_b}{T}\Delta x\cos\theta_b = E_d' + E_L' + \frac{\rho\forall}{2T}\Delta x\cos\theta_b\left[V_x^2 + \frac{\forall^2\cos^2\theta_b}{T^2H_b^2}\right] \qquad (2.51)$$

E_b = Energía de la ola por unidad de longitud de cresta.

Asume luego que la fuerza total en la dirección x dada por la Ec. (2.49) puede ser el resultado de dos componentes F_{x_d} debida a la disipación en la rompiente y F_{x_L} debida a la disipación por la corriente playera.

$$\Sigma F_x = F_{x_d} + F_{x_L}$$

Supone que la fuerza ΣFy se deba enteramente a la disipación en la rompiente, luego se puede escribir:

$$E_d' = V_d \left[Fx_d^2 + \Sigma Fy^2 \right]^{1/2}$$

Suponiendo que la corriente a lo largo de la playa como un flujo con la superficie libre se puede escribir:

$$E_L' = \frac{\rho f H_b}{8 \operatorname{sen} \alpha} V_L^2 \Delta x = Fx_L V_L$$

En la cual f es el coeficiente de resistencia de DARCY-WEISBACH.

Sustituyendo en la ecuación (2.51) y simplificando queda:

$$\underbrace{\frac{E_b}{\rho V_d T} \cos\theta_b}_{\substack{\text{Energía} \\ \text{que entra} \\ a)}} - \underbrace{\frac{f H_b V_L^3}{8 V_d \operatorname{sen}\alpha}}_{\substack{\text{Disipación} \\ \text{a lo largo} \\ \text{de la playa} \\ b)}} - \underbrace{\frac{\forall}{2 V_d T} \cos\theta_b \left[V_{r_x}^2 + \frac{\forall^2 \cos^2\theta_b}{T^2 H_b^2} \right]}_{\substack{\text{Energía} \\ \text{que sale} \\ c)}} =$$

$$= \underbrace{\left\{ \left[\underbrace{\frac{\forall}{T} \cos\theta_b (V_b \operatorname{sen}\theta_b + V_L - V_{r_x})}_{\substack{\Sigma F_x \\ d)}} - \underbrace{\frac{f H_b V_L^2}{8 \operatorname{sen}\alpha}}_{\substack{Fx_L \\ e)}} \right]^2 + \underbrace{\left[\frac{\forall}{T} \cos^2\theta_b \left(V_b + \frac{\forall}{T H_b} \right) \right]^2}_{\substack{\Sigma Fy \\ f)}} \right\}^{1/2}}_{\text{Disipación en la rompiente}}$$

(2.52)

Para valuar los términos de anterior (2.52), se usa de la teoría de laonda solitaria, e hipótesis adicionales.

$$\forall = \left[\frac{16}{3} H_b^3 h_b\right]^{1/2} \qquad (2.53)$$

$$\frac{E_b}{\mathcal{g}} = \frac{8g(H_b h_b)^{3/2}}{3\sqrt{3}} \qquad (2.54)$$

$$V_{r_x} = V_L \qquad (2.55)$$

$$V_b = \frac{\forall}{TH_b} \qquad (2.56)$$

$$V_d = \frac{V_L}{sen\,\theta_b} \qquad (2.57)$$

Con datos típicos, de las observaciones de PUTNAM en el campo y las de laboratorio de CIRIL GALVIN, que a continuación se exponen se valuaron los términos de la Ecuación (2.52) con los resultados siguientes:

VARIABLE	VALOR TIPICO DE CAMPO.	VALOR TIPICO DE LABORATORIO.
H_b	5 ft.	0.22 ft.
h_b	5 ft.	0.18 ft.
T	10 seg.	1 seg.
θ_b	10^o	5^o
Sen α	0.109	0.109
V_L	3.6 ft/seg.	0.73 ft/seg.

VALORES DE LOS TERMINOS DE LA EC. (i) Y VALORES RELATIVOS AL TERMINO (a).

T.	(campo) Valor del Tér.	Valor del Tér. ( ) / Valor del Tér. (a)	(Laboratorio) Valor del Tér.	Valor del Tér. ( ) / Valor del Tér. (a)
)	2.96 x 10 ft/sg	1.00	4.67 x 10 ft/sg	1.00
)	1.20 x 10 "	0.004	2.50 x 10	0.005
)	1.96 "	0.066	3.63 x 10	0.078
)	1.14 "	0.039	3.30 x 10	0.071
)	7.10 x 10 "	0.024	2.90 x 10	0.062
)	1.33 x 10 "	0.450	7.50 x 10	1.600

Parecen ser dos los caminos, dice, por los cuales algunos términos pueden ser omitidos en esta aproximación analítica:

1.- Igualando los dos términos mayores (a) y (f)

$$\frac{E_b}{8V_d T} \cos\theta_b = \frac{\Psi}{T}\cos^2\theta_b \left(V_b + \frac{\Psi}{TH_b}\right)$$

Usando las Ecs. (2.53), (2.54), (2.56) y (2.57)

$$\frac{8g(H_b h_b)^{3/2}}{3\sqrt{3}\,V_L}\, sen\,\theta_b = \frac{4}{\sqrt{3}} H_b^{3/2} h_b^{1/2} \cos\theta_b \left(\frac{4}{\sqrt{3}}\,\frac{H_b^{3/2} h_b^{1/2}}{TH_b} + \frac{4}{\sqrt{3}}\,\frac{H_b^{3/2} h_b^{1/2}}{TH_b}\right)$$

$$V_L = \frac{g}{4\sqrt{3}}\left(\frac{h_b}{H_b}\right)^{1/2} T \tan\theta_b \qquad (2.58)$$

2.- Haciendo uso de la observación de que los términos (d) y (e) son aproximadamente iguales e igualándolos.

$$\frac{\Psi}{T}\cos\theta_b\left(V_b\, sen\,\theta_b + V_L - V_{r_x}\right) = \frac{fH_b V_L^2}{8\, sen\,\alpha}$$

De la ecuación (2.55)

$$\frac{\forall}{T}\cos\theta_b V_b \operatorname{sen}\theta_b = \frac{f H_b V_L^2}{8 \operatorname{sen}\alpha}$$

De la ecuación (2.56)

$$\frac{\forall^2}{T^2 H_b}\cos\theta_b \operatorname{sen}\theta_b = \frac{f H_b V_L^2}{8 \operatorname{sen}\alpha}$$

De la ecuación (2.53)

$$\frac{16}{3}\frac{H_b^3 h_b}{T^2 H_b}\cos\theta_b \operatorname{sen}\theta_b = \frac{f H_b V_L^2}{8 \operatorname{sen}\alpha}$$

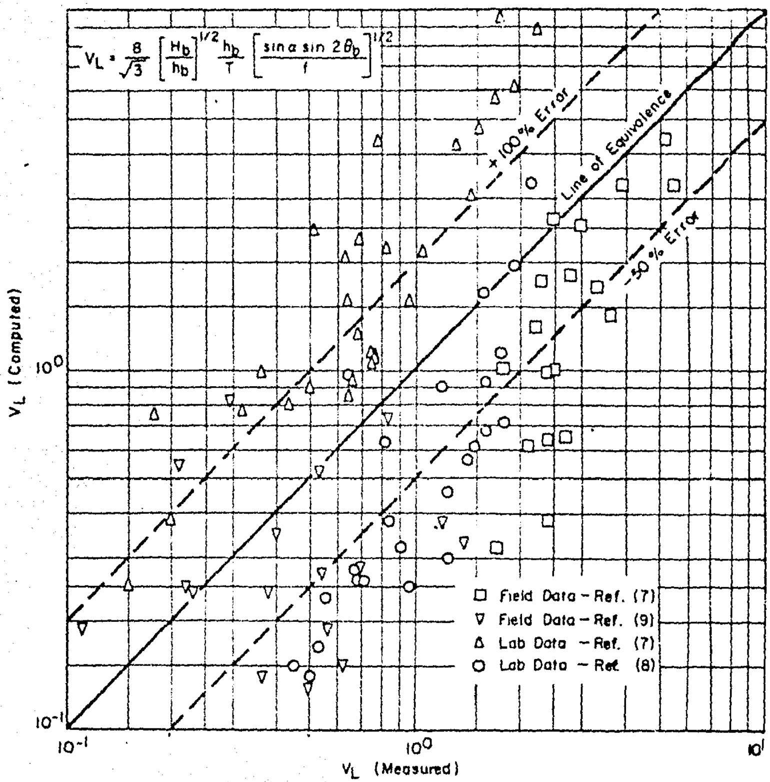
$$\frac{64}{3}\frac{H_b h_b}{T^2}\frac{\operatorname{sen}\alpha \operatorname{sen} 2\theta_b}{f} = V_L^2$$

$$V_L = \frac{8}{\sqrt{3}}\left(\frac{H_b}{h_b}\right)^{1/2}\frac{h_b}{T}\left[\frac{\operatorname{sen}\alpha \operatorname{sen} 2\theta_b}{f}\right]^{1/2} \qquad (2.59)$$

De estas dos últimas ecuaciones (2.58) y (2.59) parece ser (2.59) más exacta, además tomar en cuenta el número de REYNOLS y la rugosidad relativa útil para relacionar mediciones de campo y laboratorio, además predice la condición de corriente playera máxima que ocurre para $\theta_b = 45^o$ que ha sido observado por algunos investigadores.

h_b = Altura de la ola en la rompiente

H_b = Profundidad en la rompiente



Evaluation of Control Volume Model of Longshore Currents.

Fig. 2.9

e) Estudio analítico realizado por el autor de la tesis basado en la ecuación del impulso y cantidad de movimiento establecida por Putnam y modificada por Ciril Galvin.

Como puede verse en este capítulo, todos los estudios realizados, no toman en cuenta la variación de la velocidad respecto a x, es decir, a lo largo de la playa, tratando de tener en cuenta esta variación y partiendo de la ecuación de Putnam y modificada por Galvin (Ecuación del impulso y cantidad de movimiento para flujo no uniforme de la corriente a lo largo de la playa. Ec. (2.11")

$$\rho \, C_b \operatorname{sen} 2\theta_b = \frac{f}{4} \, \frac{b+r}{A_W} \, T \, V^2 + \frac{2A_L}{A_W} T V (1-V') \frac{dV}{dx}$$

Si hacemos:

$$K_1 = \rho \, C_b \operatorname{sen} 2\theta_b$$

$$K_2 = \frac{f}{4} \, \frac{b+r}{A_W} \, T$$

$$K_3 = \frac{2A_L}{A_W} T (1-V')$$

suponiendo que V′ es constante nos queda:

$$K_1 = K_2 \, V^2 + K_3 \, V \frac{dV}{dx}$$

haciendo lo siguiente y sustituyendo en la ecuación anterior

$$z = V^2 \; ; \; \frac{dz}{dx} = 2V \frac{dV}{dx} \; : \; \frac{dV}{dx} = \frac{1}{2V} \, \frac{dV}{dx}$$

$$K_1 = K_2 \, z + \frac{1}{2} K_3 \frac{dz}{dx}$$

si se hace

$$K_4 = \frac{2K_2}{K_3} \quad y \quad K_5 = \frac{2K_1}{K_3}$$

queda:

$$\frac{dz}{dx} + K_4 \, z = K_5$$

esta ecuación es de la forma.

$$\frac{dz}{dx} + f_1(x) z = f_2(x)$$

En donde $f_1(x)$ y $f_2(x)$ pueden ser constantes
la solución de esta Ec. diferencial es:

$$z = e^{-\int f_1(x)dx} \int e^{\int f_1(x)dx} f_2(x)\, dx + c e^{-\int f_1(x)dx}$$

como

$$-\int f_1(x)dx = -K_4 x \;;\quad \int f_1(x) = K_4 x$$

$$z = e^{-K_4 x} \int e^{K_4 x} K_5\, dx + c e^{-K_4 x}$$

$$z = e^{-K_4 x} \frac{K_5}{K_4} e^{K_4 x} + c e^{-K_4 x} \qquad z = \frac{K_5}{K_4} + c e^{-K_4 x}$$

además

$$\frac{K_5}{K_4} = \frac{K_1}{K_2} = \frac{p C_b \, sen\, 2\theta_b}{\frac{f}{4} \frac{b+r}{A_W} T}$$

$$-K_4 = -\frac{2K_2}{K_3} = -\frac{2\frac{f}{4} \frac{b+r}{A_W} T}{2\frac{A_L}{A_W} T(1-V')}$$

luego queda:

$$z = \frac{4p C_b \, sen\, 2\theta_b A_W}{f(b+r)T} + c e^{-\frac{f(b+r)x}{4A_L(1-V')}}$$

como $z = V^2$ la ecuación de la velocidad es la siguiente:

$$V^2 = \frac{4p C_b \, sen\, 2\theta_b A_W}{f(b+r)T} + c e^{-\frac{f(b+r)x}{4A_L(1-V')}} \qquad (2.60)$$

si se toman como condiciones de frontera las siguientes, se puede valuar la constante de integración C.

$$x=0 \qquad V=\frac{1}{2}\, p\, C_b \,sen\, \theta_b \ (\text{suponiendo una dist. triangular de } V)$$

$$\frac{1}{4}\, p^2 C_b^2 \,sen^2\, \theta_b = \frac{4 p A_W C_b \,sen\, \theta_b}{f(b+r)T} + C$$

$$\therefore \quad C = \frac{1}{4} p^2 C_b^2 sen^2 \theta_b - \frac{4 p A_W C_b \,sen\, \theta_b}{f(b+r)T}$$

sustituyendo el valor de C en la Ec. (2.60) y arreglando terminos la ecuación queda:

$$V^2 = \frac{4pA_W C_b \,sen\, 2\theta_b}{f(b+r)T} + \left[\frac{p^2 C_b^2 sen^2 \theta_b}{4} - \frac{4pA_W C_b \,sen 2\theta_b}{f(b+r)T}\right] e^{-\frac{f(b+r)x}{4A_L(1-V')}}$$

$$V^2 = \frac{4pA_W C_b \,sen\, 2\theta_b}{f(b+r)T} \left[1-\left(1-\frac{p C_b \,sen^2\theta_b f(b+r)T}{16 A_W sen\, 2\theta_b}\right) e^{-\frac{f(b+r)x}{4A_L(1-V')}}\right]$$

si se hacen las siguientes hipótesis:

$b \doteq b+r$

$H_b = b \,sen\, \alpha$

tomando $H_b = 1.28 h_b$ de acuerdo con Putnam.

$A_W = \frac{1}{2} h_b L_b \cos\theta_b \qquad A_L = \frac{1}{2} sen\, \alpha b^2$ Tal y como las toma Galvin al hacer su correlación empírica y valuando la celeridad de la ola con la teoría de la onda solitaria, la Ec. (2.61) queda:

$$C = \sqrt{g(H_b+h_b)} = (2.28 g\, h_b)^{1/2}$$

$$V^2 = \frac{4p\frac{1}{2}h_b L_b \cos\theta_b C_b sen 2\theta_b}{fbT}\left[1-\left(1-\frac{pC_b sen^2\theta_b \cdot f\cdot b\cdot T}{16\cdot\frac{1}{2}h_b L_b \cos\theta_b sen 2\theta_b}\right)e^{-\frac{f\cdot b\cdot x}{4\frac{1}{2}sen\,\alpha\cdot b^2}}\right]$$

$$V^2 = \frac{2pC_b^2 \cos\theta_b \,sen\, 2\theta_b}{f\cdot b}\left[1-\left(1-\frac{p\, sen^2\theta_b\cdot f\cdot b}{8h_b \cos\theta_b sen 2\theta_b}\right)e^{-\frac{fx}{2 sen\,\alpha\cdot b(1-V')}}\right]$$

$$V^2=\frac{2ph_bC_b\,sen\,\alpha\cos\theta_b\,sen\,2\theta_b}{f\cdot H_b}\left[1-\left(1-\frac{p\,sen^2\theta_b\cdot f\cdot H_b}{8h_b\,sen\,\alpha\cos\theta\,sen\,2\theta_b}\right)e^{-\frac{f\cdot x}{2H_b(1-V')}}\right]$$

$$V^2=\frac{2\rho h_bC_b^2\,sen\,\alpha\cos\theta_b\,sen\,2\theta_b}{f\cdot H_b}\left[1-\left(1-\frac{\rho H_b\,sen^2\theta_b\cdot f}{8h_b\,sen\,\alpha\cos\theta_b\,sen\,\theta_b}\right)e^{-\frac{f\cdot x}{2H_b(1-V')}}\right]$$

$$V^2=\frac{2p\,2.28gh_b\,sen\,\alpha\cos\theta_b\,sen\,2\theta_b}{1.28f}\left[1-\left(1-\frac{p1.28\,sen^2\theta_b\cdot f}{8\,sen\,\alpha\cos\theta_b\,sen\,2\theta_b}\right)e^{-\frac{f\cdot x}{2H_b(1-V')}}\right]$$

Si hacemos $p'=(1-V')$ finalmente queda :

$$V^2=\frac{3.56pgh_b\,sen\,\alpha\cos\theta_b\,sen\,2\theta_b}{f}\left[1-\left(1-\frac{0.16p\,sen^2\theta_b\cdot f}{sen\,\alpha\cos\theta_b\,sen\,2\theta_b}\right)e^{-\frac{0.5f\cdot x}{p'H_b}}\right]$$

donde p y p' pueden servaluados en el laboratorio para el primer ensayo y usado en los subsecuentes.

CAPITULO III

RESULTADOS DEL INSTITUTO DE INGENIERIA.

3.1 Estudios de Campo realizados con anterioridad.

3.2 Estudios de laboratorio realizados con anterioridad a los del Instituto de Ingeniería.

3.3 Porqué se hicieron estos estudios.

3.4 Plan de ensayos.

3.5 Descripción del modelo.

3.6 Descripción de aparatos de medición y mediciones.

3.7 Comparación de resultados con las diferentes ecuaciones existentes y gráficas de las mediciones realizadas.

3.1.- Estudios de Campo realizados con anterioridad.

En 1919 J. W. Johnson hizo el primer trabajo acerca de las corrientes playeras, en el cual, algunos investigadores reconocieron fundamental importancia entre, el ángulo de la ola en la rompiente, la altura de la ola en la rompiente y este fenómeno. Posteriormente SHEPARD en varias observaciones cualitativas a lo largo de las costas de California del Sur demostró la correlación de la velocidad de la corriente playera y estas variables.

SHEPARD F. P. e INMAN, D. L. al tratar la circulación del agua cerca de la playa en relación con la topografía del fondo y la refracción de la ola, así como PUTNAM, J. A., MUNK, W. H. y TRAYLOR, M. A. al tratar la predicción de corrientes playeras señalan como de particular interés e importancia el que la corriente media a lo largo de la playa es inestable y no uniforme (En playas naturales). La inestabilidad se atribuye usualmente a la naturaleza estocástica de un tren de olas incidentes en la naturaleza. La no uniformidad de la corriente puede ser atribuída a la presencia de estructuras costeras o a variaciones en la Hidrografía cerca de la playa. SHEPARD, F. P. atribuye la no uniformidad a la presen- - - - - -

cia de corrientes de retorno (rip currents) establecidas. "La mayoría de las corrientes playeras muestran estar relacionadas con las corrientes de retorno porque invariablemente ellas pueden ser halladas en una localización donde la corriente regresa al mar en un retorno (rip)". Durante sus mediciones de corrientes playeras en las playas de California Sur. El esparciamiento de las corrientes de retorno fue desde algunos cientos hasta miles de pies.

Para la predicción de corrientes playeras, PUTNAM, MUNK y TRAYLOR así como INMAN y QUINN al tratar de las corrientes entre la línea de rompientes y la línea de playa, hicieron mediciones cuantitativas del ángulo de incidencia en la rompiente, altura de la ola y período en el mismo sitio, así como la velocidad de la corriente y la pendiente de la playa. Estas mediciones fueron hechas para ciertas playas de California.

INMAN y QUINN encontraron que la variabilidad en la velocidad de las corrientes playeras era tal, que la desviación standar de esta variable (medido en 30 estaciones espaciados aproximadamente 300 pies) usualmente excedía o igualaba la media de las mediciones. En otras palabras ésto no fue común en algunas playas planas naturales (Torrey Pines y Pacific Beach, California) se opone a la velocidad de la corriente playera la componente a lo largo de la playa del movimiento de la ola en la rompiente.

3.2.- Estudiso en Laboratorio, anteriores a los del Instituto de Ingeniería.

Los primeros estudios en laboratorio estuvieron más bien, encaminados al estudio de corrientes litorales y al material movido por las corrientes playeras. La literatura abunda en descripciones de modelos de estudio para desarrollar soluciones al acarreo litoral, problemas en particular de la línea de playa, pero que sin embargo ofrecen poco hacia el entendimiento fundamental del problema en cuestión. SAVAGE al tratar de la velocidad del transporte litoral resumió sus conocimientos de campo y laboratorio útiles para el estudio de las corrientes playeras.

El primero en estudiar en modelo de fondo fijo el problema de las corrientes playeras, fue PUTNAM, él en sus ensayos varió la pendiente de la playa y la rugosidad así como todos los parámetros de la ola en la rompiente.

BREBNER, A. y KAMPHUIS, J. W. en ensayos en modelos de fondo fijo y movil con playas planas, hicieron mediciones en las que hallaron relaciones entre las corrientes playeras y las características de la ola en aguas profundas, las cuales no pueden compararse por carecer de datos en la rompiente.

El estudio más reciente y más completo en datos resulta ser el hecho en 1964 por C.J.GALVIN, Jr. y [illegible]

S. EAGLESON en el Massachusetts Institute of. Technology.

Este estudio tuvo como fin proveer a ingenieros y geólogos de una *Ec.* de velocidad de las corrientes playeras, para poder hacer una predicción cuantitativa del transporte de sedimentos. La predicción de la velocidad hecha por ellos es congruente con las ecuaciones básicas del movimiento, energía y conservación de masa. La solución de estas ecuaciones que resultan bastante complejas requirió de simplificaciones al parecer lógicas y juiciosas, cosa que pone en claro la investigación en el Instituto de Ingenieria, así como un conocimiento mejor de las corrientes de retorno que no fueron estudiadas en sus ensayos por el tamaño de la playa en el modelo. En sus estudios ellos hicieron las siguientes mediciones:

Altura de la ola en la rompiente.	h_b
Celeridad de la ola en la rompiente	C_b
Forma de la ola	σ
Posición de la rompiente	b
Angulo de incidencia de la ola en la rompiente	θ
Cambio del nivel medio con respecto al de reposo al paso de la ola.	e
Velocidad de la corriente playera	V
Punto *máx.* hasta donde llegaba el agua en la playa con respecto al de reposo (*run-up* limit).	r

La medición de estas variables fueron hechos haciendo las siguientes variaciones en el modelo que fue un - -

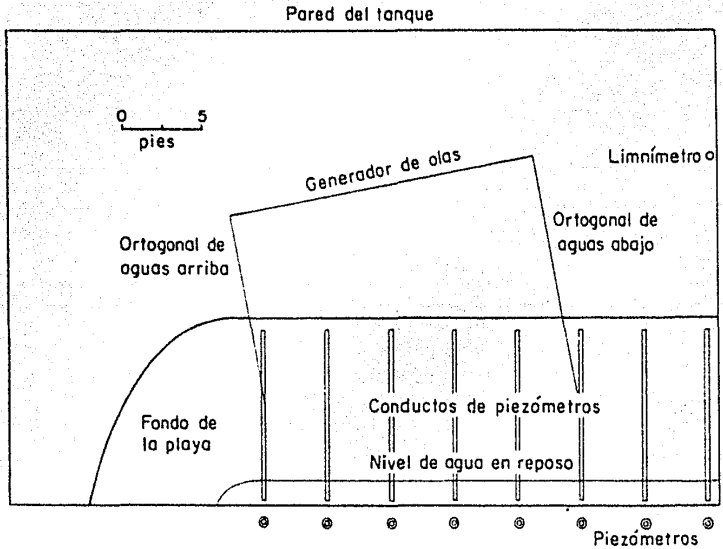
tanque de 45 pies por 22 ft. por 1.4 ft.

Una playa plana de concreto liso con pendiente de - 1:10, longitud de 30 fts. y 13 fts. de ancho, profundidad del agua en la parte plana del modelo de 1.15 ft., - el modelo tenía dos ortogonales como se muestra en la figura y el agua retornaba a la playa por debajo del generador de olas.

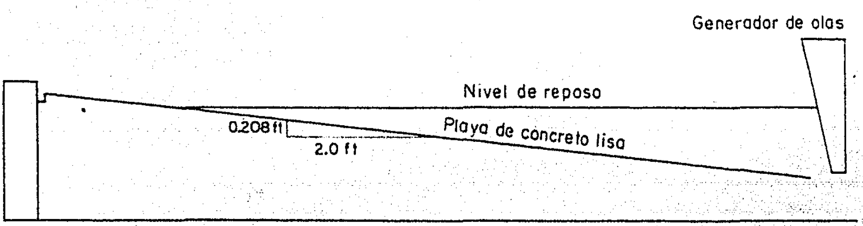
Condiciones de Ensayos.

Angulo del generador de olas respecto a la línea- - de playa. (θ_d)	0°, 10°, 27°, 51°
Período de la onda (T)	0.90 a 1.50 seg
Altura de la ola en el batidor (H_d)	0.05 a 0.21 ft
Pendiente de la playa (m)	0.104 y 0.109 (prom.)
Superficie de la playa	concreto liso
Profundidad del agua en el generador	1.15 ft.
Temperatura del agua	14° a 23°
Longitud de la playa	22 ft. aprox. (entre ortogonales)
Distancia hasta la que fueron llevados - las ortogonales y la línea de playa	2.2 ft.
Elevación media del generador de - las olas respecto al piso.	0.40 ft.

Curvatura de las ortogonales	Serie	curvatura.
	I.-	No necesito
	II.-	Para refracción de 1.25 seg. por onda.
	III.-	No necesito
	IV.-	Para refracción de 1.50 seg. por onda.



PLANTA



ELEVACION

MODELO M. I. T.

Fig. 3.1

3.3.- POR QUE SE HICIERON ESTOS ESTUDIOS.

Como puede verse del capítulo anterior, si bien es bastante lo que se conoce, tambien es cierto que existen preguntas que aún no tienen respuestas y que se tratan - de resolver a través de estos ensayos.

LOS PRINCIPALES PROBLEMAS QUE SE PRESENTAN SON:

1.- ¿Es válido suponer una corriente establecida?

2.- ¿Es válido no tomar en cuenta las corrientes de retorno y considerar sólo las de compen-- sación.

3.- ¿Cuál es la causa de las corrientes de retorno?

4.- ¿Cómo crece la velocidad de la corriente playera a lo largo de la playa con la presencia de las corrientes de retorno?

5.- ¿Se reproducen las condiciones naturales en un modelo de fondo fijo?

6.- ¿Es factible reproducir en modelo de fondo fijo las corrientes de retorno, si se trabaja en una playa suficientemente larga?

7.- ¿Para que se formen las corrientes de retorno, - es necesario que el fondo sea móvil como en la naturaleza?

8.- ¿Es válida utilizar el coeficiente de D'Arcy?

9.- ¿Es necesario un dispositivo de circulación especial de agua en los extremos de la playa de modelo, para lograr semejanza con la naturaleza o se puede trabajar dejando que la circulación del agua en el modelo se realice sin ayuda de bombeo o canales de retorno?

Con el fin de dar respuestas a estas preguntas el - Instituto de Ingeniería en colaboración con el Instituto de Massachusetts, construyó el modelo en el cual se cambian las condiciones de la playa y del oleaje.

3.4.- PLAN DE ENSAYOS.

En el modelo construído por el Instiruto de Ingeniería se midieron las siguientes variables:

a).- Velocidad de la corriente playera. (V)

b).- Altura de la ola en la rompiente. (h_b)

c).- Distancia a que la ola rompe de la línea de playa. (b)

d).- Profundidad del agua en la rompiente. (H_b)

e).- Angulo de incidencia del oleaje en la rompiente (θ_b)

g).- Distancia máxima a que llega el agua sobre la playa respecto a un eje fijo en la playa paralelo a la línea de playa. (r_d)

h).- Distancia de nivel de reposo en la playa respecto al mismo eje a que se refirió la medición anterior (y)

Todas estas variables fueron medidas para las siguientes condiciones en el modelo:

Playa	Pendiente	1:30
	ángulo	33°
Oleaje	altura	4 cm.
	período	1.88 seg., 1.55 seg. y 1.28 seg.

concreto de $n=0.014$ y $n=0.016$

aunque el programa a realizar por el Instituto abarca:

CARACTERISTICAS DE LA PLAYA.

1.-	Pendiente:	1:10, 1:20, 1:30
2.-	Angulo que forma la playa con el generador de olas.	10^o y 33^o
3.-	Constitución del fondo:	Fondo fijo liso, Fondo fijo rugoso, Fondo móvil.

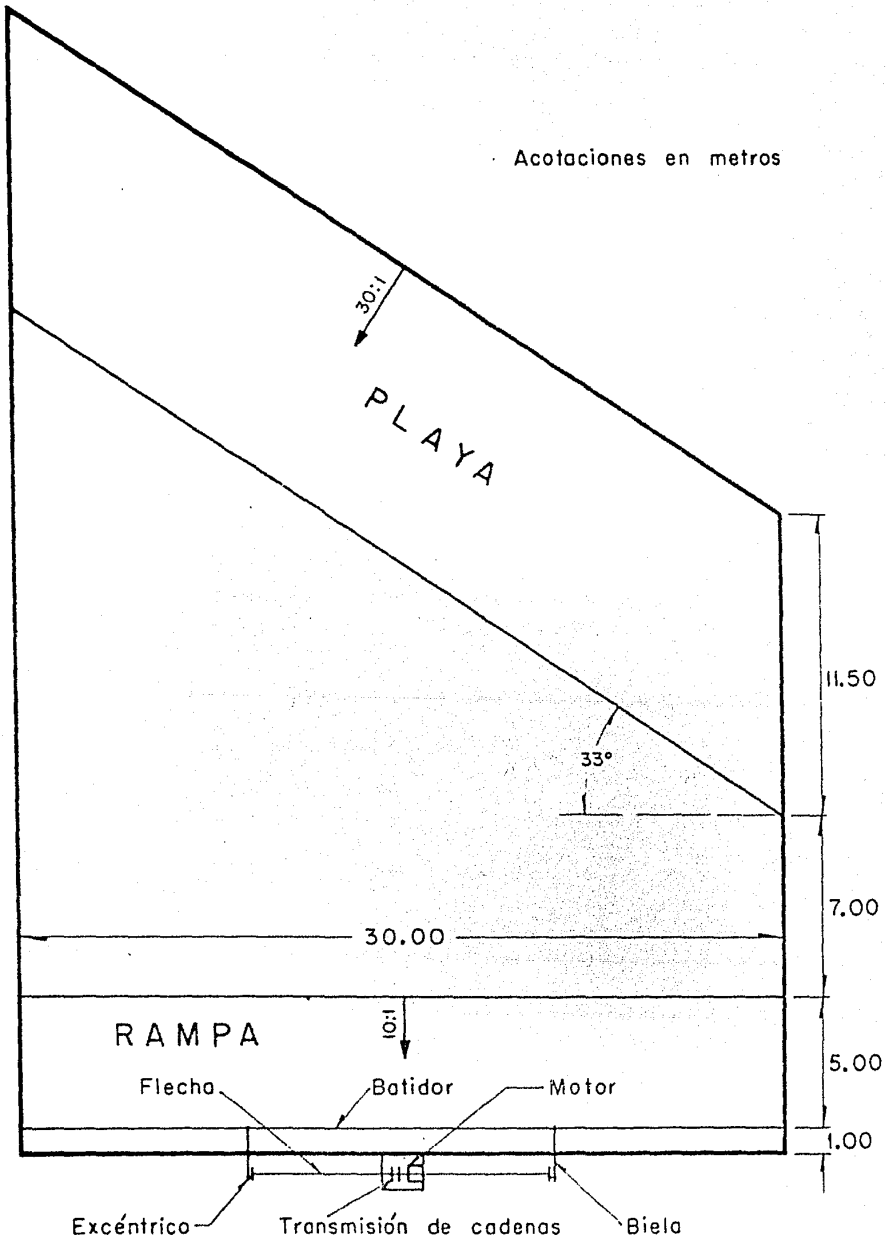
CARACTERISTICAS DEL OLEAJE.

1.-	Período	1.28 seg., 1.55 seg. y 1.88 seg.
	Altura de olas en el productor de olas.	4 y 7 cm.

En este primer ciclo de ensayos se trato de obtener condiciones de ensayos semejantes a las de CIRIH GALVIN Jr.

3.5.- DESCRIPCION DEL MODELO.

El modelo localizado dentro de la Ciudad Universitaria al aire libre consiste en un tanque de forma trapecial Fig. 3.2, en el cual la base mayor mide 43.5 mts., la base menor 24.5 mts. y una altura de 30 mts. La altura de los muros que forman el tanque es de *0.75* y están recubiertos por dentro con un acabado de cemento liso. - Dentro de este tanque se encuentra alojado un generador de olas que luego se describirá. Del fondo del modelo en donde se encuentra montado el generador de olas, parte -- una rampa con pendiente de 10:1 y con una distancia horizontal de 5 metros. Al terminar esta rampa empieza el -



MODELO "CORRIENTES LITORALES"

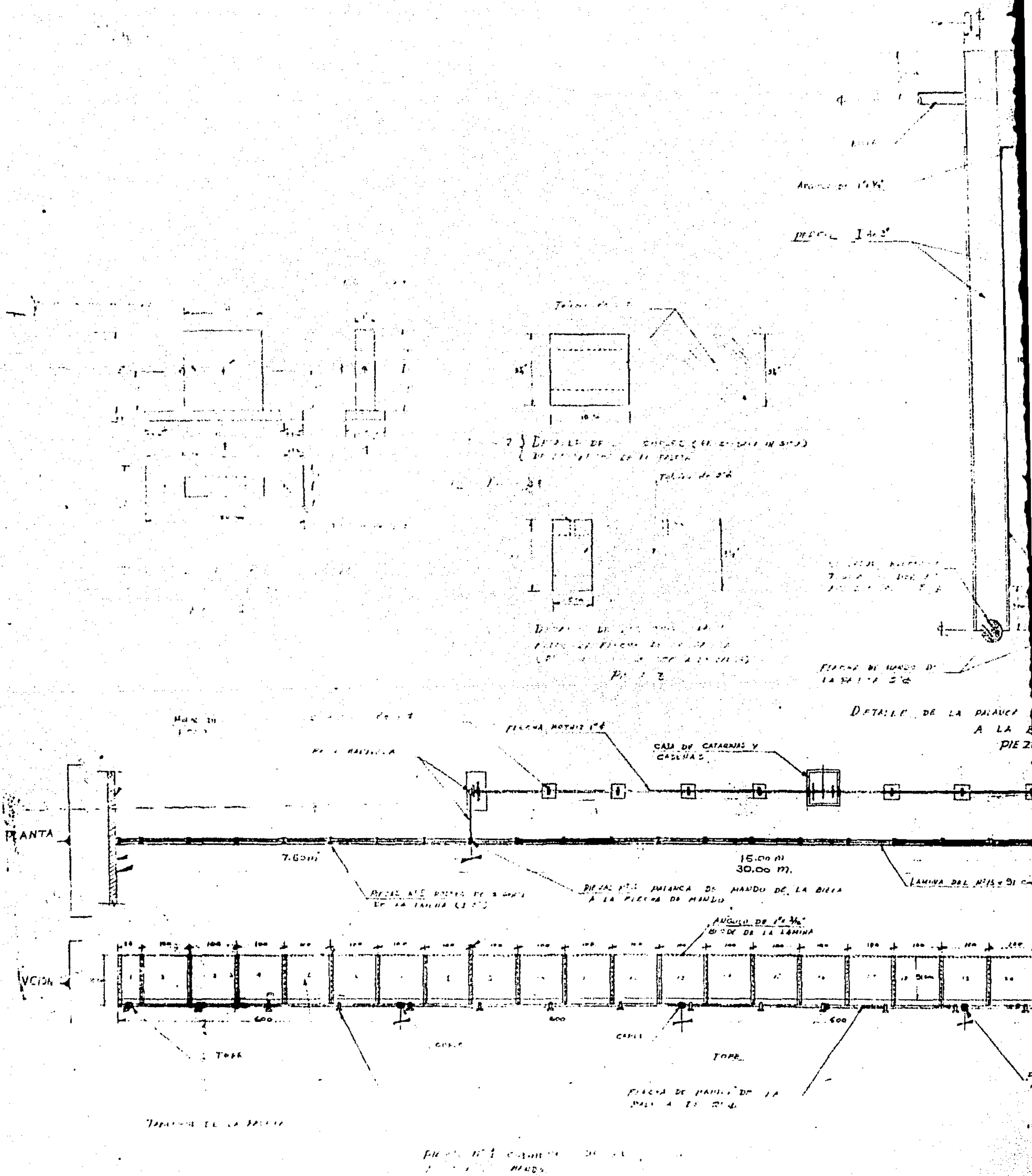
Fig. 3.2

fondo horizontal del modelo que avanza 7.00 hasta donde empieza la playa que forma un ángulo de 33^{o} con el generador de olas, con pendiente de 30:1 y con un ancho de playa de 11.50 mts. y es de concreto liso. De este modo queda la parte horizontal del modelo en forma de un trapecio con base mayor de 26.00 mts., base menor de — 7.00 mts. y altura de 30 mts.

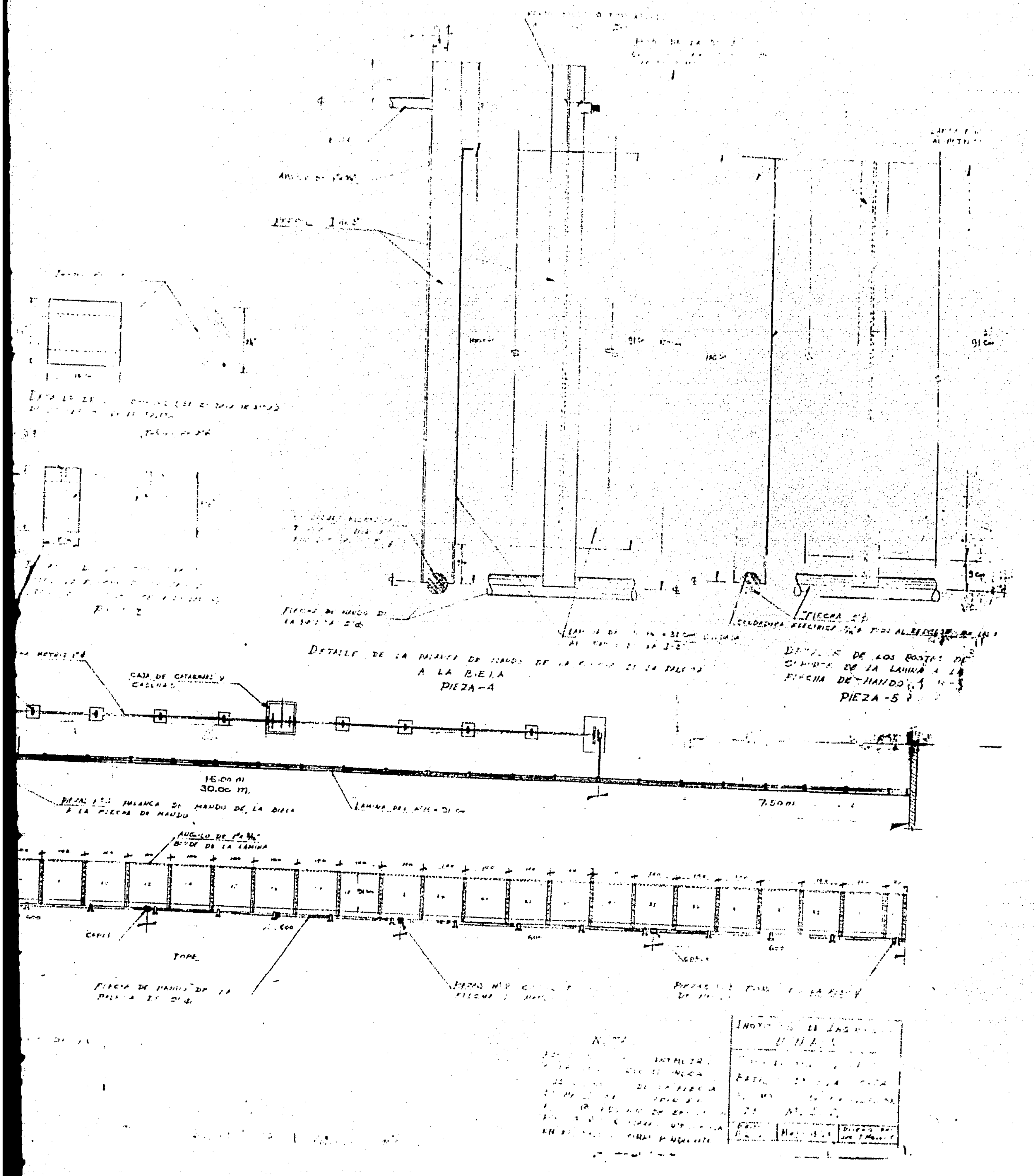
Para el llenado del modelo se utilizó agua de las redes de distribución de la Universidad mediante tuberías de conducción de 12" y el vaciado del mismo se hizo mediante válvula del mismo diámetro.

El nivel de agua dentro del tanque fue de 30 cms. - arriba de la parte horizontal del modelo controlado al 0.01 de centímetro.

El generador de olas tiene una longitud de 30 mts., una altura de 1.00 mts. y con una separación del fondo - a la lámina del mismo de 0.09 mts. Este consiste en una flecha de 30 mts. de largo y con un diámetro de 2 in., a este están soldados unas I-3" de acero estructural a un metro cada una, sobre las cuales estan soldadas las láminas de No. 16 de grueso y 92 cms. de ancho. Este se mueve mediante motor de 5.0 HP y 590 RPM que pasa su movimiento mediante cadenas a un sistema de catarinas, Para obtener los diferentes períodos, estas catarinas transmiten su movimiento a una flecha paralela al batidor de 15.00 mts. de largo , en los extremos de esta flecha -



FLECHA MOTRIZ 1"Ø
CAJA DE CATARINAS Y CADENAS
PLANTA
7.65m
15.00 m
30.00 m.
ANGULO DE 1"x3/16"
TOPE
CABLE
600



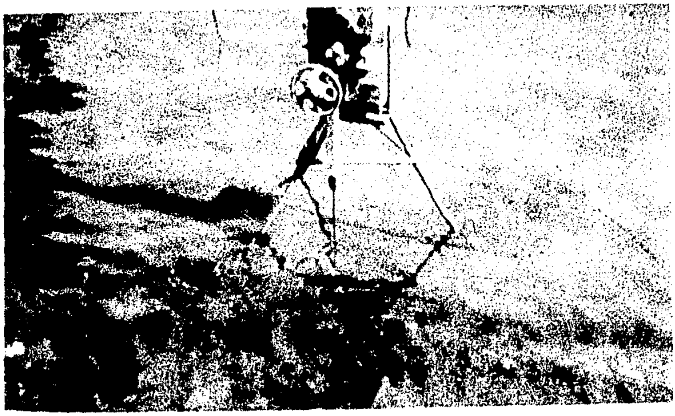
DETALLE DE LA PALANCA DE MANDO DE LA ... A LA BIELA
PIEZA-A
DETALLE DE LOS POSTES DE SOPORTE DE LA LAMINA A LA FLECHA DE MANDO
PIEZA-5
CAJA DE CATARINAS Y CADENAS
16.00 m
30.00 m.
7.50 m
TOPE
COPLE

están colocadas las *excentricas* ajustables. Para lograr las diferentes alturas de ola, a su vez mueven las --biolas que trasmiten el movimiento a la flecha del bati--dor mediante las Is en que se apoyan. Ver plano del ba--tidor. y Fig. 3.2

3.6.- DESCRIPCION DE APARATOS DE MEDICION Y MEDICIONES.

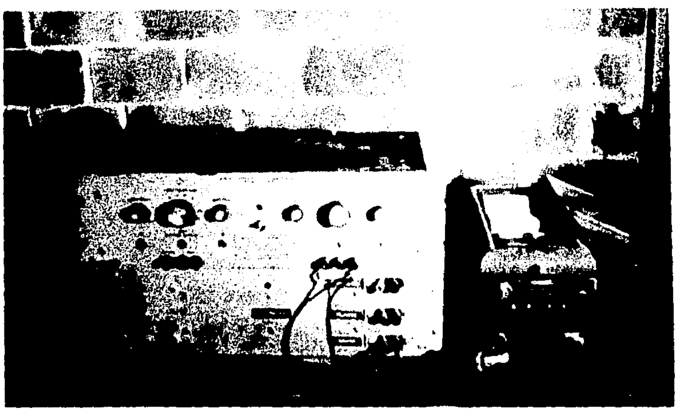
a).- Medición de velocidades en la playa.- Estas se hicieron con flotadores de papel de forma circular de 2 cms. de diámetro, los cuales se colocaban sobre una ba-rilla de lusita de 1 cm. de diámetro, espaciados 10 cms.,-eran en número 9 los que se arrojaban y a partir de este momento se empezaba a medir el tiempo, al haber recorri-do una distancia de 1.78 m. al quinto de los flotadores que iban adelante, se paraba el cronómetro, esta opera---ción se repetía 10 veces en cada una de las 18 zonas de 1.78 mts. de largo, en que se dividió la playa.

b).- Medición de altura de olas.- Estas mediciones se hicieron, primero con un limnímetro montado sobre un tripie. Este tenía en el extremo una aguja que a su vez estaba conectado con un foco de gas neón. Al otro polo -del foco estaba conectado al polo positivo de una alimen-tación de corriente directa, de esta manera al hacer con tacto la aguja con el agua, prendía el foco de neón. Pa-ra medir la altura de la cresta se iba subiendo el limníme tro, al pasar la ola tocaba la punta de la aguja y el --foco se encendía, cuando este encendido era muy rápido, -



Límnímetro para la medición de alturas de ola

Fig. 3.4



Conjunto olográfo, amplificador y registro

Fig. 3.5

la ola apenas estaba tocando la aguja y se hacía la lectura en el limnímetro.

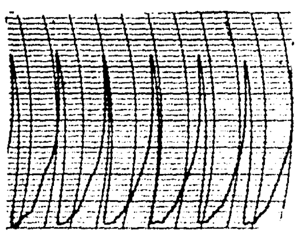
Para medir la profundidad del valle, se sumergía la punta de la aguja de manera que el foco permaneciera prendido, y se iba sacando hasta que el apagado de éste fuera muy rápido, luego se hacía la lectura en el limnímetro. La diferencia de estas dos lecturas nos daba la altura de la ola. Fig. 3.4

Posteriormente, se hicieron mediciones de la altura de ola con un olégrafo, éste consiste en cuatro aparatos: oscilógrafo, amplificador, puente de Wheaston y par de agujas, paralelas (de 0.9 mm de diámetro), separadas 1 cm. que se introducen en el agua perpendiculares al avance de la ola. Estas agujas son de grafito ya que en acero inoxidable o bronce el efecto de la electrólisis las dañaba. Ver Figs. 3.5 y 3.6 En la Fig. 3.7 se muestra el registro del ológrafo.

c).- Medición del ángulo de incidencia en las rompiente.- Para la medición de esta variable se tomaron fotografías desde una altura de 3.5 mts., en el momento en que la ola rompe. Para tener referencia en la fotografía para medir el ángulo se pusieron alambres paralelos a la playa y a una altura de 10 cms. sobre la cresta de la ola. Parece que éste fué el mejor método para esta medición. Observece la fotografía Fig. 3.9

Agujas del olófrafo

Fig. 3.6



Registro del olófrafo

Fig. 3.7

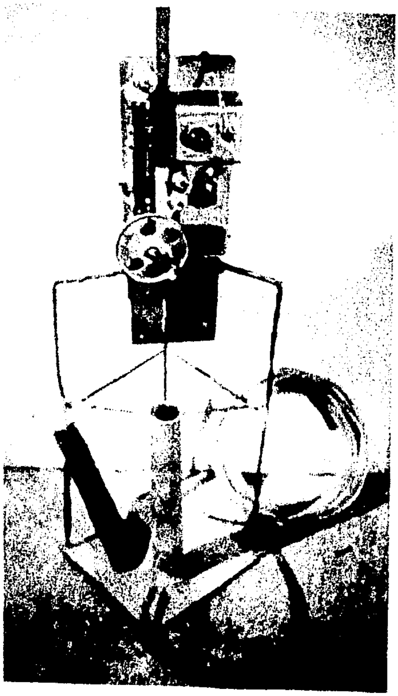
d).- Medición de la sobreelevación del nivel medio en movimiento.- Esta medición se hizo mediante un piezómetro. Este consiste en un tanque de diámetro interior de una pulgada y diámetro exterior de 3 pulgadas. Este tamque está soldado sobre una placa metálica con el objeto de hacerlo pesado. Sobre la placa está soldado un tripie, que sostiene un limnímetro con luz neón, parecido al usado para medir las alturas de ola, sólo que aquí se usó para medir las variaciones de nivel dentro del tanque. Del tanque en su parte inferior salía una manguera de 1 cm. de diámetro y 9 mts. de longitud, cuyo extremo se llevaba hasta el punto donde se quería medir la sobreelevación. Para ésto se medía el nivel en reposo con el generador de olas parado, posteriormente se ponía a funcionar y se medía la sobreelevación en los puntos deseados. Este piezómetro tiene la ventaja de que con una sola manguera se pueden hacer mediciones en todo el modelo, pues todo el conjunto es móvil. Fig. 3.8

f).- Medición de la profundidad del agua en la rompiente.- Para poder tener el valor de esta variable fué necesario medir la posición de la rompiente, respecto a la intersección del plano del agua en reposo con el plano inclinado de la playa, de modo que si la pendiente es m:1 la profundidad en la rompiente es: $H_b = \frac{b}{m}$

g).- Medición de la posición de la rompiente.- Para hacer esta medición, se observó que si se alimentaba con arena la playa en el extremo de aguas arriba, ésta iba depositándose y circulaba por la rompiente, definiendo la posición de ésta. Desde luego que para lograr ésto hubo que ensayar varios tipos de arena. Fig. 3.10

h).- La medición del punto máximo alcanzado por el agua sobre la playa, así como la intersección del plano del agua con el plano inclinado de la playa se hizo mediante observación directa, teniendo en el primer caso el generador de olas trabajando y en el segundo caso parado.

Antes de proceder a la medición de las variables se pasó una etapa de calibración y conocimiento del modelo y dar pronto respuesta a la pregunta No. 9 formulada en el 3.3 . Para ésto se procedió a observar las corrientes dentro del modelo, observándose que éstas eran como se muestra en la figura 3.12 por lo que se procedió a construir una ortogonal a los frentes de ondas en el extremo de aguas arriba y un canal en el extremo de aguas abajo, concentrándose esta corriente de retorno en una faja de 2 m. paralela al muro de aguas abajo del modelo. Con limnímetro antes descrito se procedio a hacer un levantamiento de alturas de olas en todo el modelo con el objeto de ver las variaciones que pudieran tener estas. Las variaciones máximas observadas fueron del 20% , pero la variación media es del 10%. Observese la Figura 3.13.



Piezómetro para la medición de la sobreelevación del nivel medio en movimiento

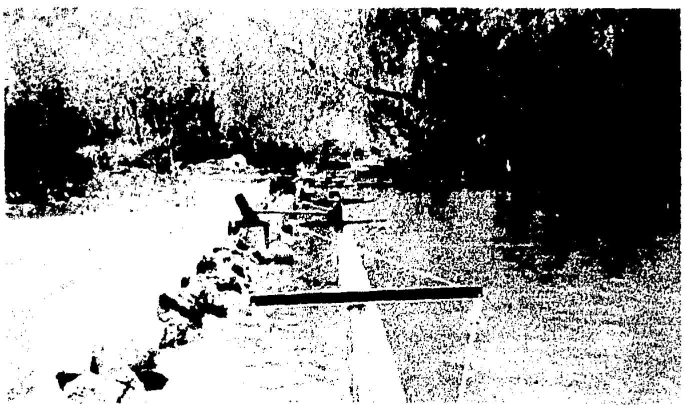
Fig. 3.8

Fotografía para sacar el ángulo de incidencia de la ola en la rompiente

Fig. 3.9

Arena moviéndose por la rompiente

Fig.3.10



Fotografía del generador de olas

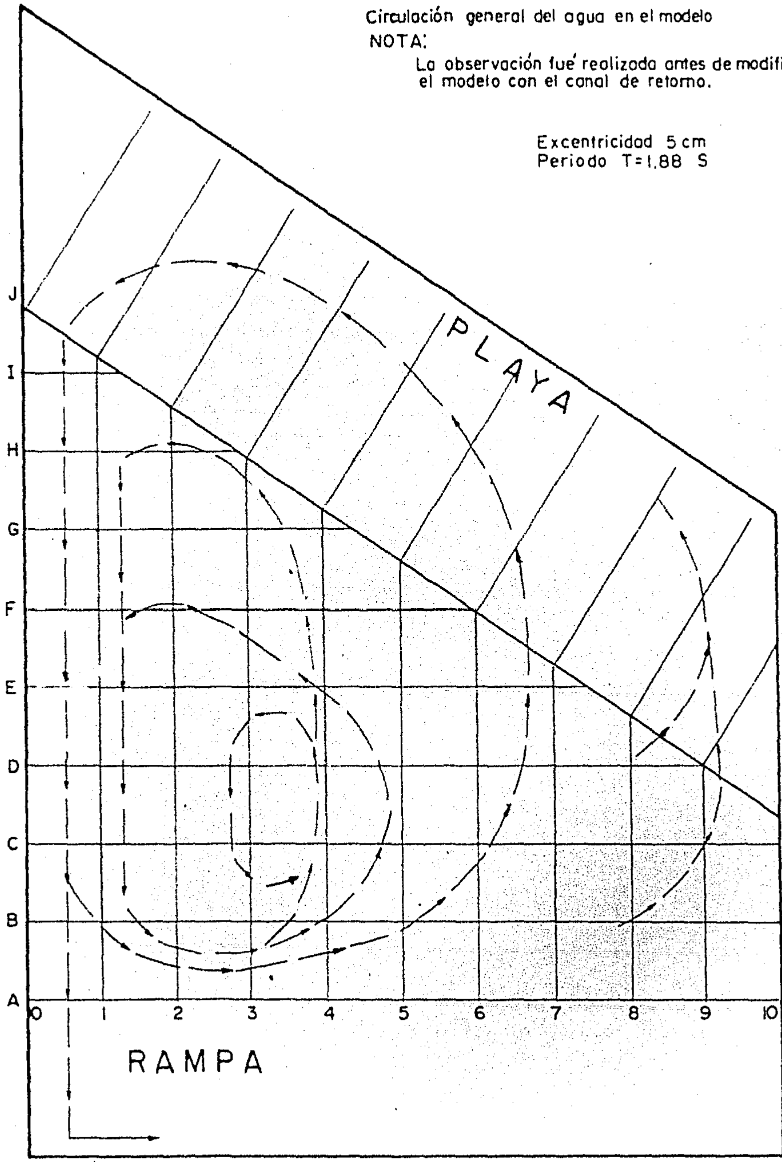
Fig. 3.11

Circulación general del agua en el modelo

NOTA:

La observación fué realizada antes de modificar el modelo con el canal de retorno.

Excentricidad 5 cm
Periodo T=1.88 S



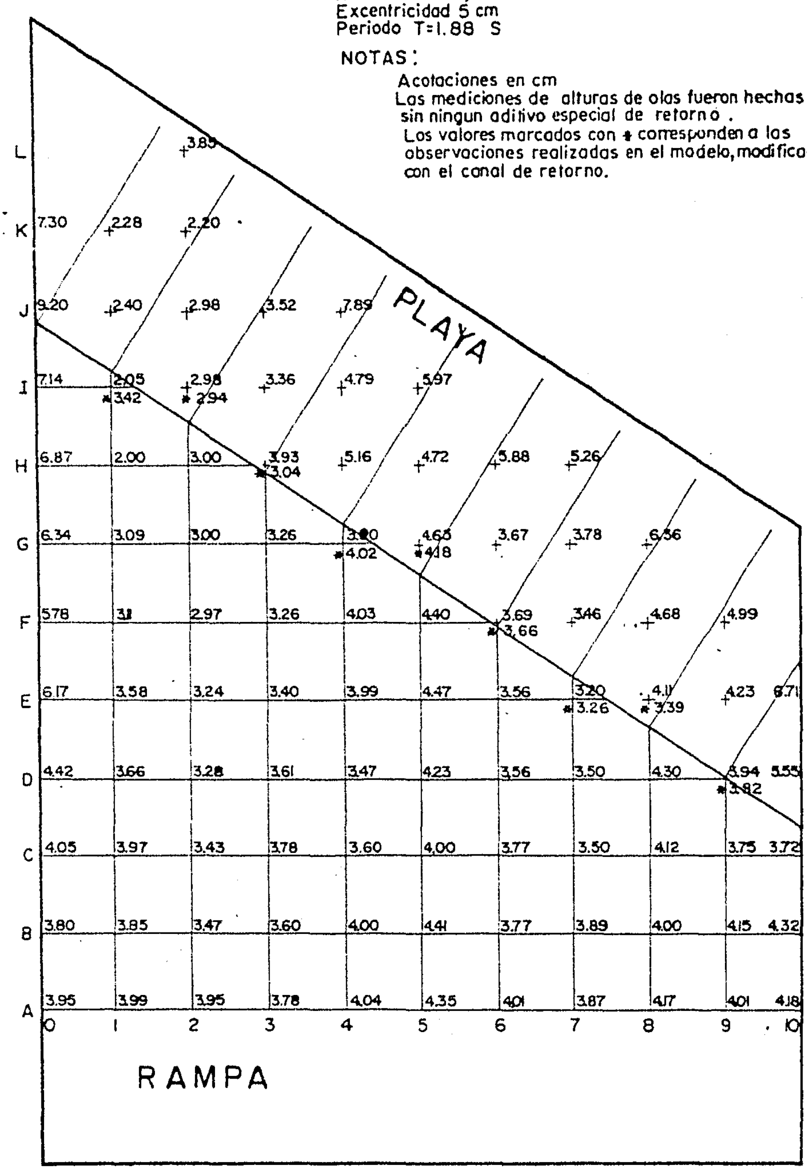
MODELO "CORRIENTES LITORALES"
Escala 1:200

ıg. 5.12

Alturas de ola, en el modelo
Excentricidad 5 cm
Periodo T=1.88 S

NOTAS:

Acotaciones en cm
Los mediciones de alturas de olas fueron hechas sin ningun aditivo especial de retorno.
Los valores marcados con * corresponden a las observaciones realizadas en el modelo, modificado con el canal de retorno.



MODELO "CORRIENTES LITORALES"
Escala 1:200

Fig. 3.13

3.7._ Comparación de resultados con las diferentes ecuaciones existentes y graficas de las mediciones realizadas.

En la figura 3.14 se muestra la nomenclatura usada para las mediciones realizadas, con excepción de - la sobreelevación del nivel medio en movimiento, cuyo simbolo es "e", el angulo de incidencia de la ola en la rompiente, que es O y la velocidad media a lo largo de la playa cuyo simbolo es V.

En las figuras 3.15, 3.16, 3.17 y 3.18 se mues -- tran los valores de las variables medidas para el primer ensayo,esto es, para un período de 1.88segundos , altura media de la ola en el generador de olas de cuatro centimetros, angulo de la playa con el generador de olas de 33 grados, pendiente de la playa 30:1 y rugosidad en la playa de concreto liso.

En la figura 3.19, se graficaron los valores obtenidos con lasdiferentes ecuaciones de la velocidad a lo largo de la playa, para valores de la rugosidad absoluta de 0.020 y de la rugosidad relativa de 0.030.

En las figuras de 3.20 a 3.24 inclusive , se graficaron los valores medidos y caculados para el segundo ensayo , en el que se varió el período a 1.55 seg.

En las figuras de 3.25 a 3.28 inclusive, se graficaron los valores medidos y calculados para el tercer ensayo, en el que se varió el período a 1.28Seg. ; como no se hallo relación entre la sobreelevación del - nivel medio en movimiento y la corriente a lo largo - de la playa, no se midió esta en todas las secciones, sino solo en las que ahi se muestran.

En el cuarto ensayo , no se midieron todas las va riables , sino solamente la velocidad a lo largo de - la playa, angulo de la ola en la rompionte , altura - de la ola en la rompiente y profundidad de el agua en la misma rompiente. Las demas variables no se midie-- ron, porque este ensayo fue una repetición del prime- ro, en el que solamente se colocaron filtros para dar- le uniformidad a la altura de la ola al salir de la - rampa del generador de olas y se deseaba ver la in-- fluencia que esto iva a tener en la velocidad de la - corriente playera , paralela a la línea de playa, esto se muestra en las figuras 3.29 y 3.30 .

De la observación de las Figs. 3.19, 3.24, 3.28 y 3.30 en las cuales se graficaron las velocidades cal- culadas para el primero, segundo, tercero y cuarto en sayo respectivamente, se nota que la velocidad experi- mental se sigue incrementando casi a partir de la mi- tad de la longitud de la playa, en tanto la calculada disminuye a partir del mismo punto, esto parece deber se a que las variables que intervienen en el calculo disminuyen de valor en esta zona , en tanto que, la - velocidad a lo largo de la playa se sigue incrementan do por no formarse corrientes de retorno que compen-- sen el transporte de masa hacia la playa, de manera - que esta compensación solo se realiza a travez de las corrientes de compensación y el incremento en la velo cidad de la corriente playera que retorna al modelo por el canal de retorno en el extremo de aguas abajo del modelo; se observa tambien un desfasamiento entre las velocidades calculadas y las medidas, esto talvez a que en el modelo no se tuvo una corriente estableci da; se observa tambien que practicamente todas las --

graficas son paralelas á la experimental y entre si - con excepción de la ecuación de Eagleson obtenida por igualación de los terminos (a) y (f),luego la diferencia entre estas y la experimental es solo una constante y la mejor aproximación de la ecuación propuesta a las otras se debe a que las constantes que intervienen en esta fueron calculadas para el cuarto ensayo y probadas en los otros tres,dando valores de 0.070para "p" y 0.5 para "p'".

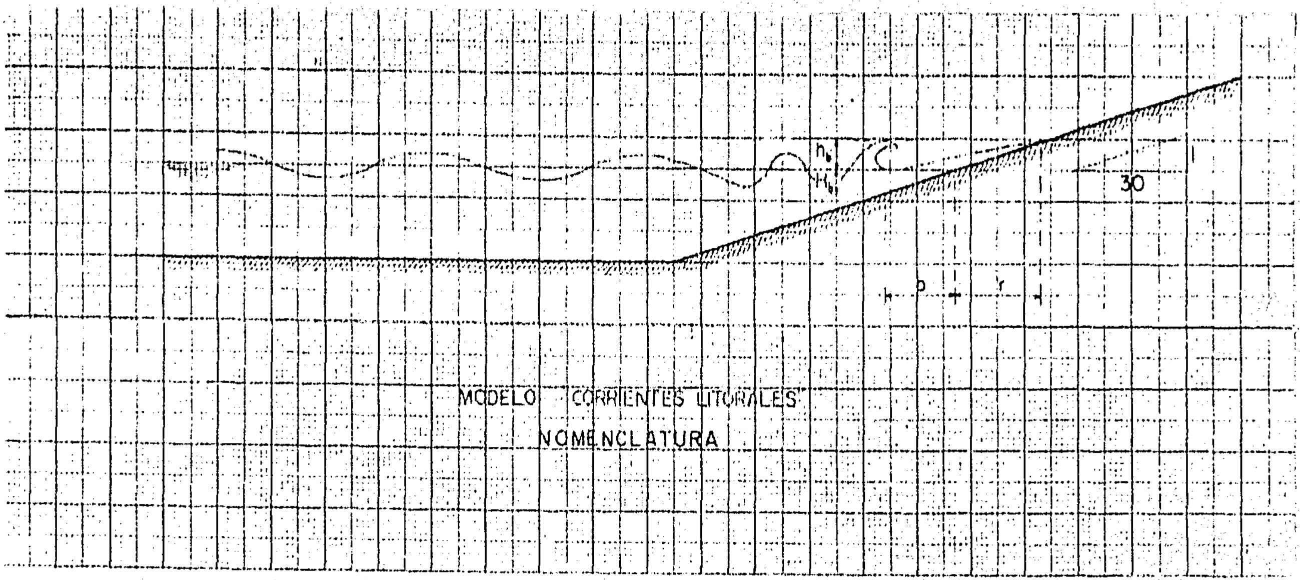


Fig. 3.14

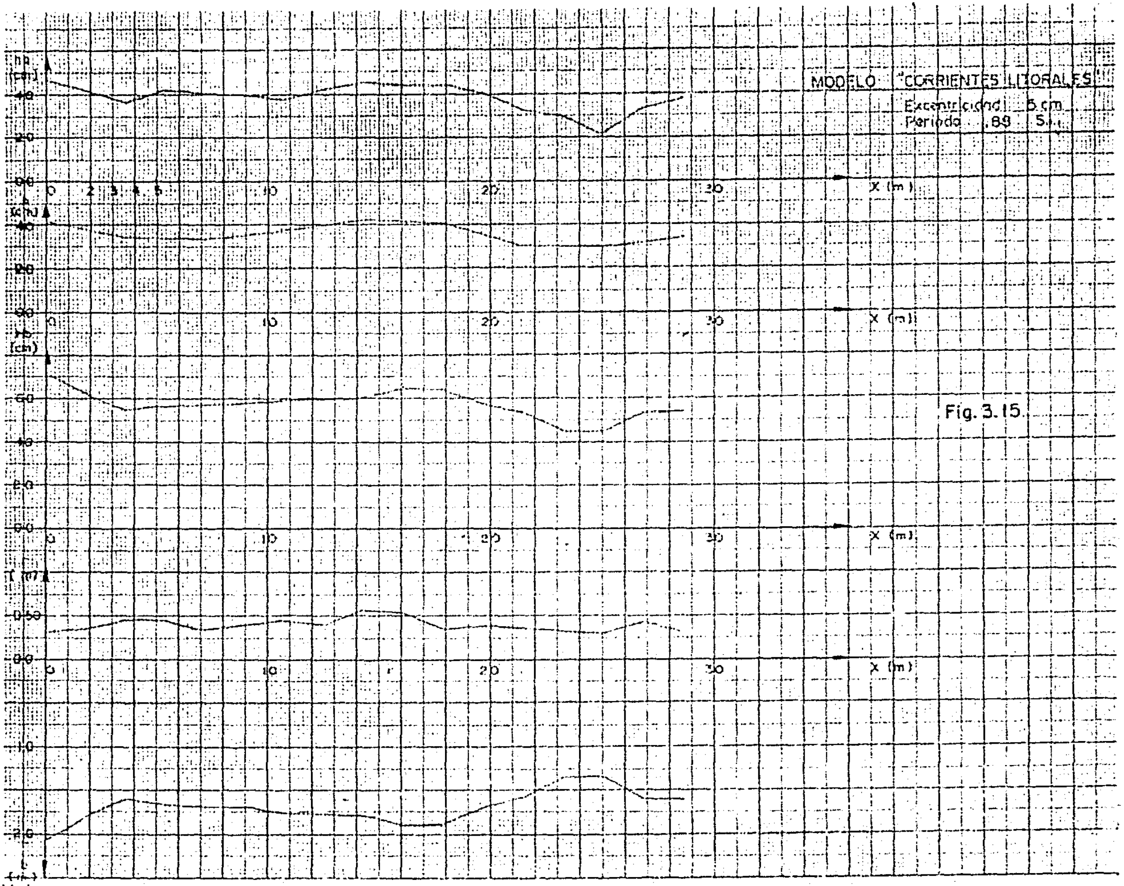

MODELO "CORRIENTES LITORALES"
Excentricidad 5 cm
Periodo .89 S.
(cm)
40
20
0
0 2 3 4 5 10 20 30
X (m)
(cm)
40
20
0
0 10 20 30
X (m)
(cm)
60
40
20
0
0 10 20 30
X (m)
0.50
0
0 10 20 30
X (m)
1.0
2.0

Fig. 3.15

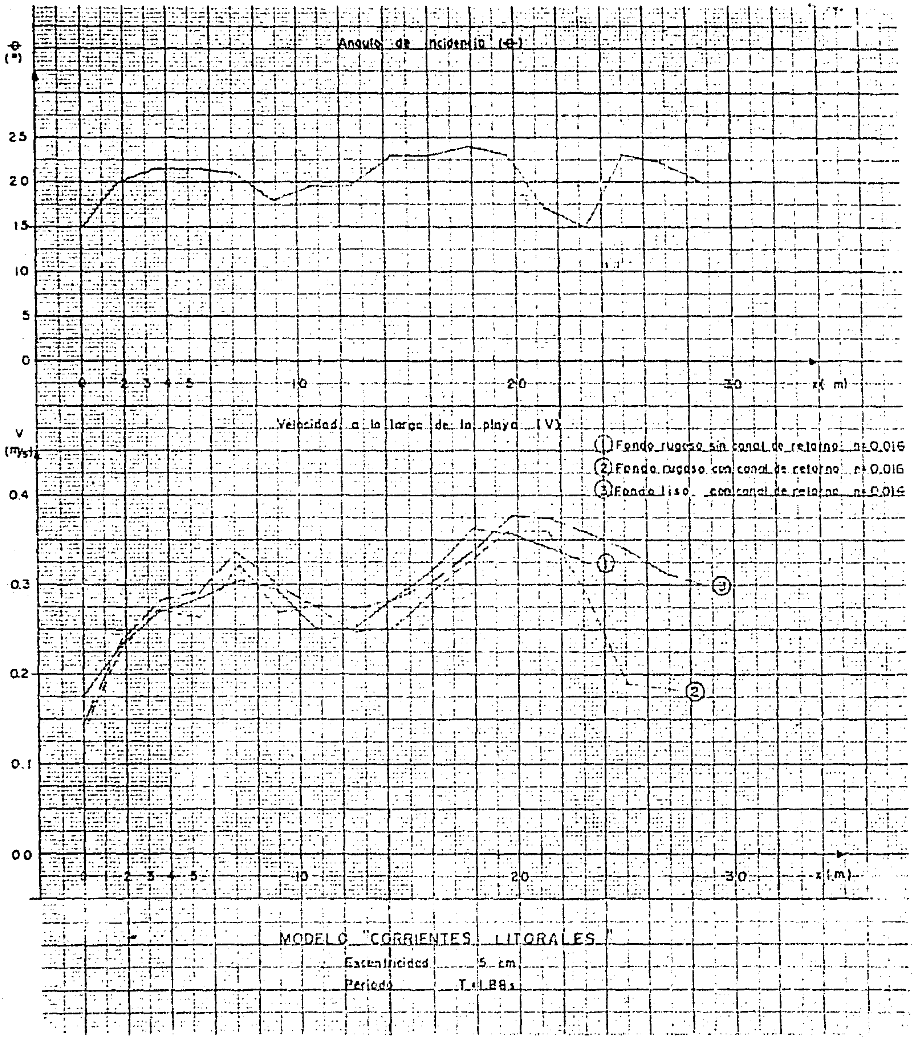
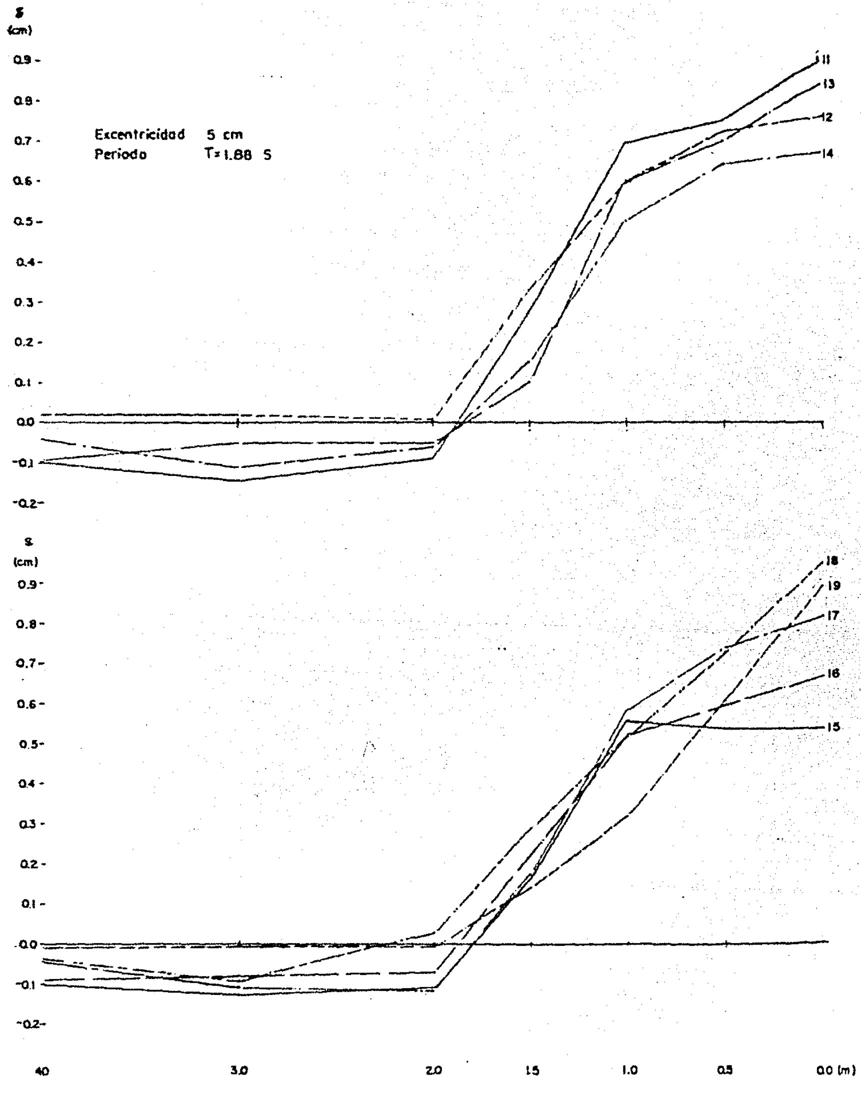
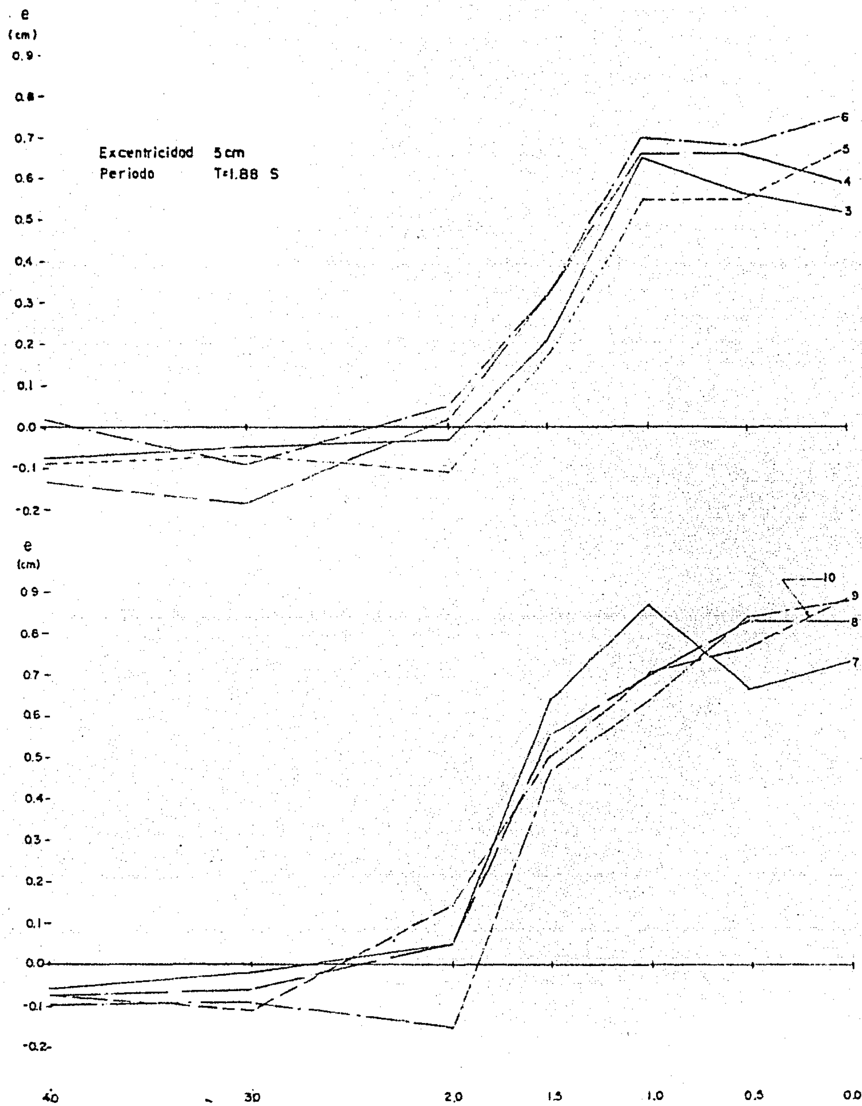

Angulo de incidencia (θ)
θ (°)
25
20
15
10
5
0
0 1 2 3 4 5 10 20 30 x(m)
Velocidad a lo largo de la playa (V)
V (m/s)
① Fondo rugoso sin canal de retorno n=0.016
② Fondo rugoso con canal de retorno n=0.016
③ Fondo liso con canal de retorno n=0.016
0.4
0.3
0.2
0.1
0.0
0 1 2 3 4 5 10 20 30 x(m)
MODELO "CORRIENTES LITORALES"
Excentricidad 5 cm
Periodo T=1.88 s

Fig. 3.16



MODELO "CORRIENTES LITORALES", SOBREELEVACION DEL NIVEL MEDIO (e)

Fig. 3.17



MODELO "CORRIENTES LITORALES", SOBREELEVACION DEL NIVEL MEDIO (e)

Fig. 3.18

—▽— Ec. de Putnam obtenida con el principio de conservación de la energia94
—▽— Ec. de Putnam obtenida con el método de impulso y cantidad de movimiento
—x— Ec. de la correlación empirica de Galvin
—●— Ec. de Eagleson obtenida con la igualación de los terminos (a) y(f)
—⊤— Ec. de Eagleson obtenida con la igualación de los terminos (d) y (f)
—⊼— Ec. de Eagleson obtenida usando la teoria de la onda progresiva
—●— Ec. propuesta por el autor de la tesis considerando flujo no-uniforme

PRIMER ENSAYO T=1.88 Seg.

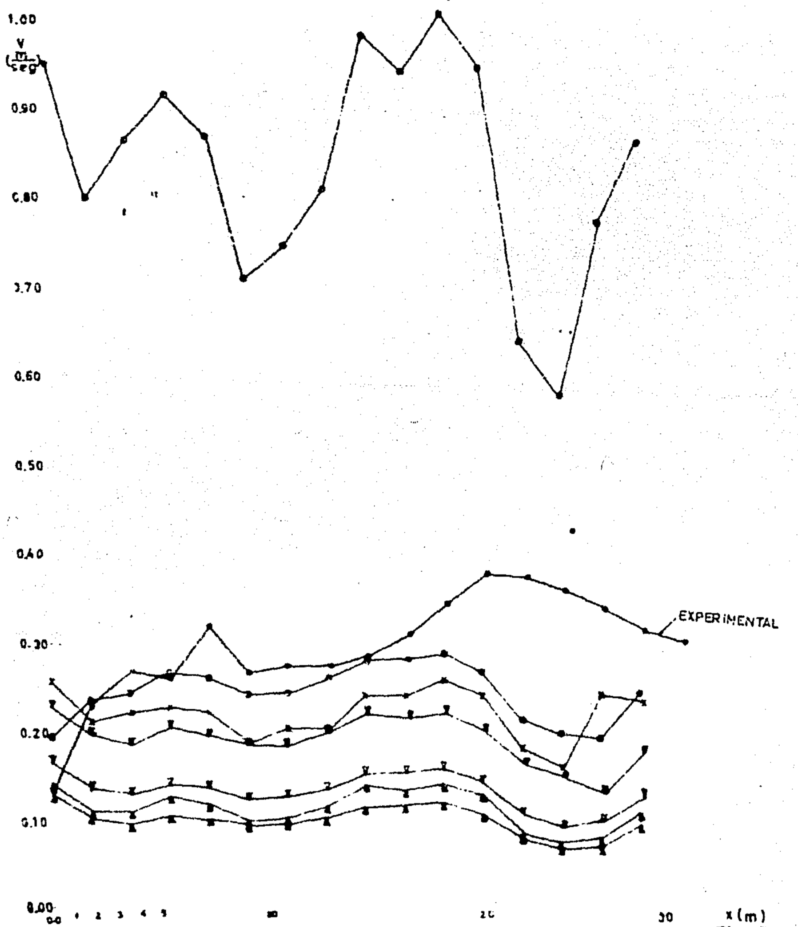
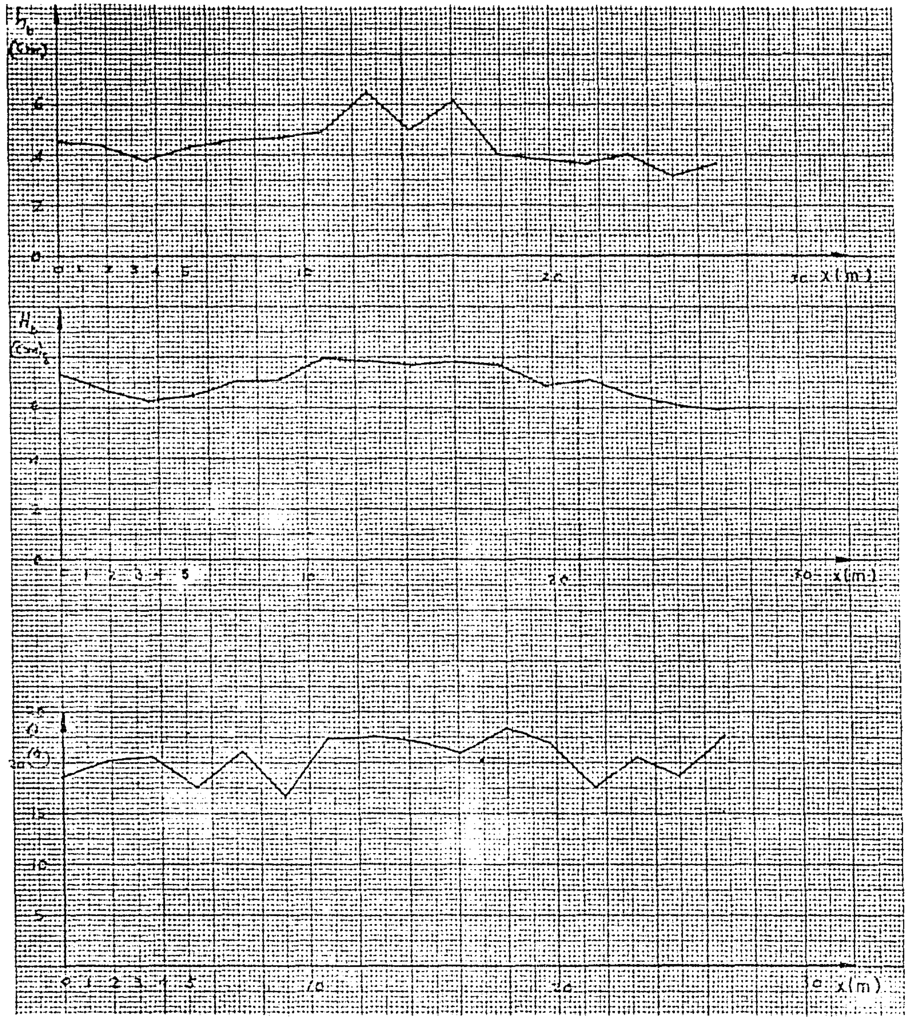
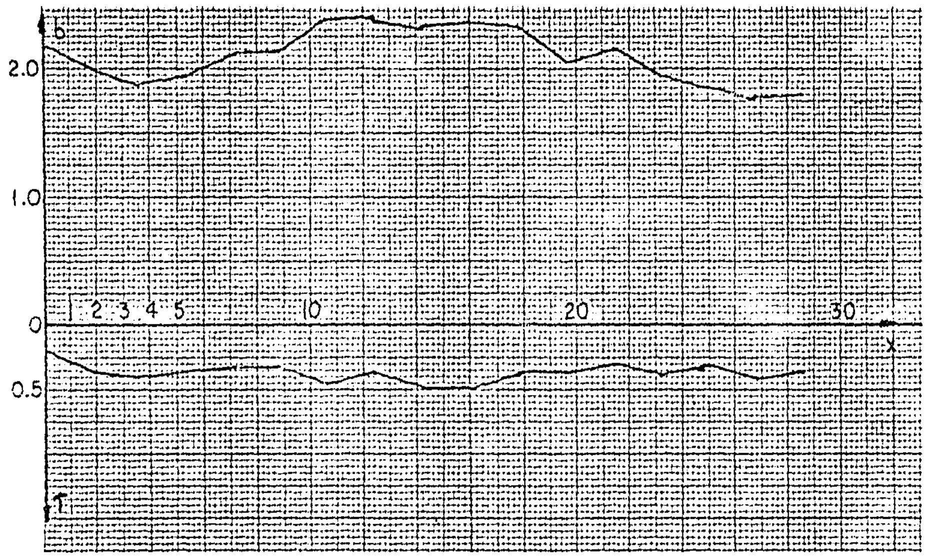


Fig. 3.19



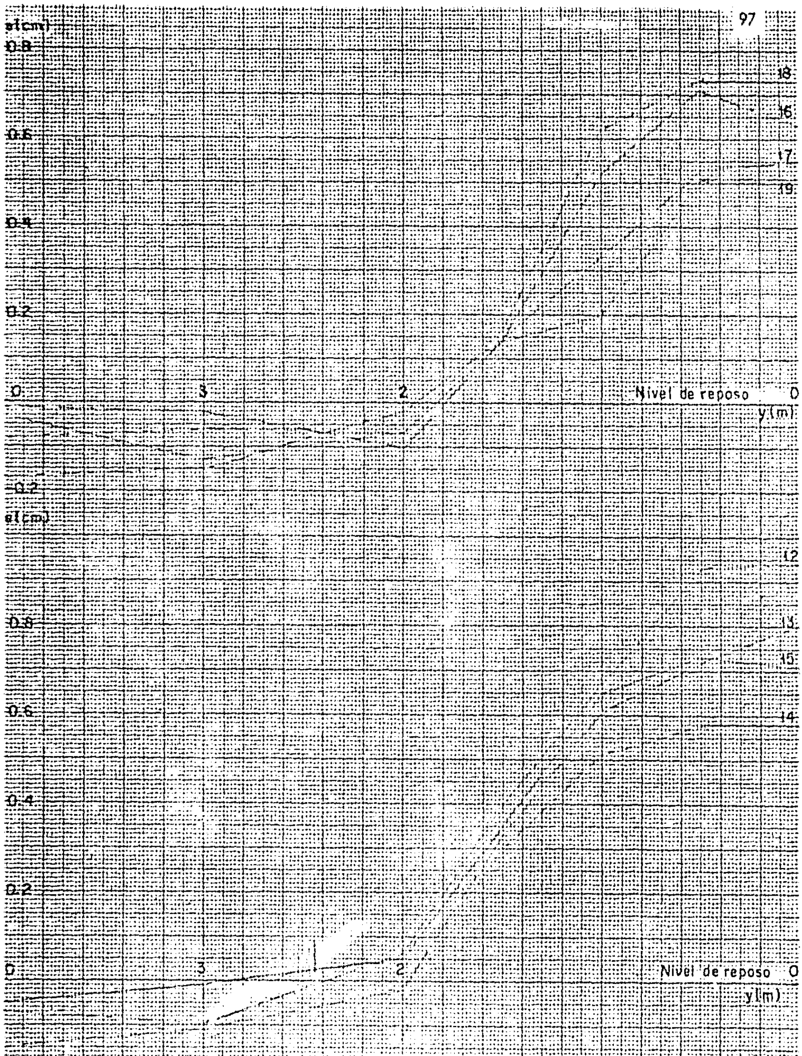
Modelo corrientes litorales, T = 1.55 seg
L = 2.45 m (L = longitud de onda)

Fig. 3.20



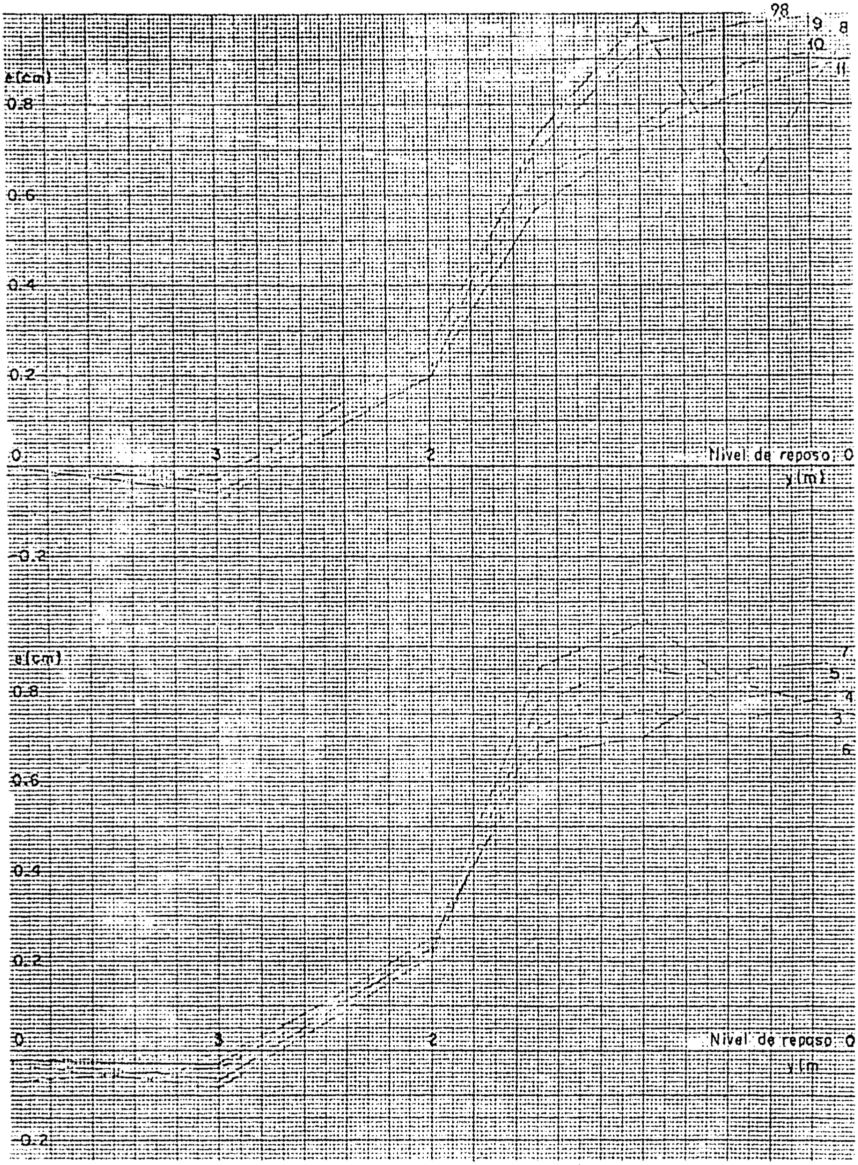
T = 1.55 Segundo ensayo

Fig. 3.21



T= 1.55 Segundo ensayo Sobreelevación
del nivel medio en movimiento

Fig. 3.22



T= 1.55 Segundo ensayo Sobreelevación del nivel medio en movimiento

Fig. 3.23

Ec. de Putnam obtenida con el principio de conservación de la energia 99
Ec. de Putnam obtenida con el método de impulso y cantidad de movimiento
Ec. de la correlación empirica de Galvin
Ec. de Eagleson obtenida con la igualación de los terminos (a) y (f)
Ec. de Eagleson obtenida con la igualación de los terminos (d) y (e)
Ec. de Eagleson obtenida usando la teoria de la onda progresiva
Ec. propuesta por el autor de la tesis considerando flujo no-uniforme.

SEGUNDO ENSAYO T=1 55 Seg.

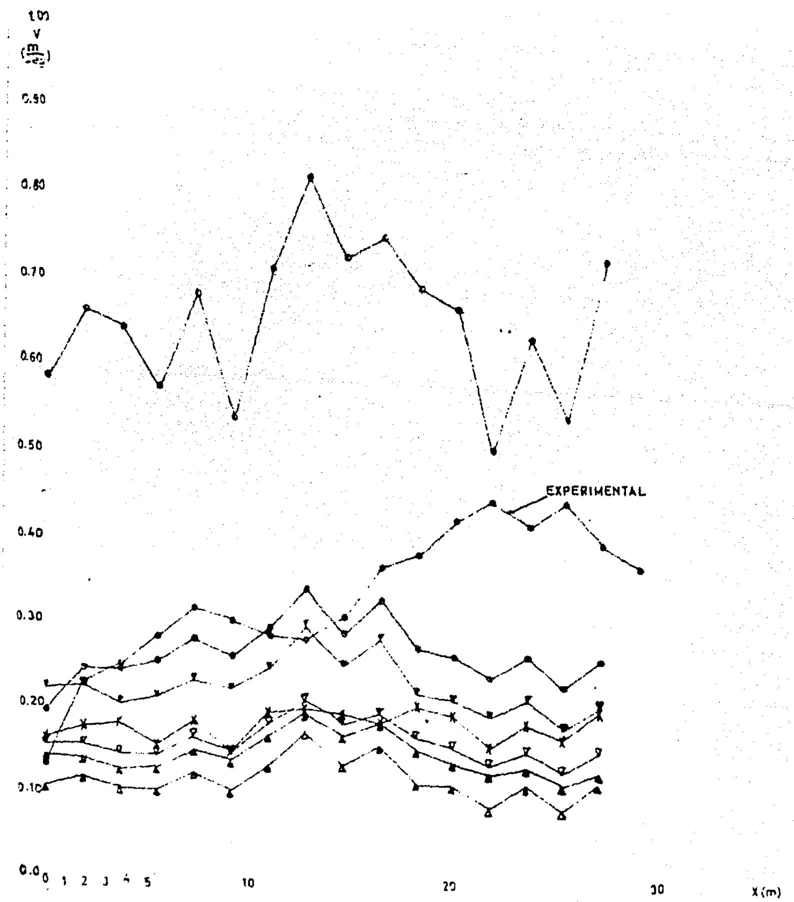
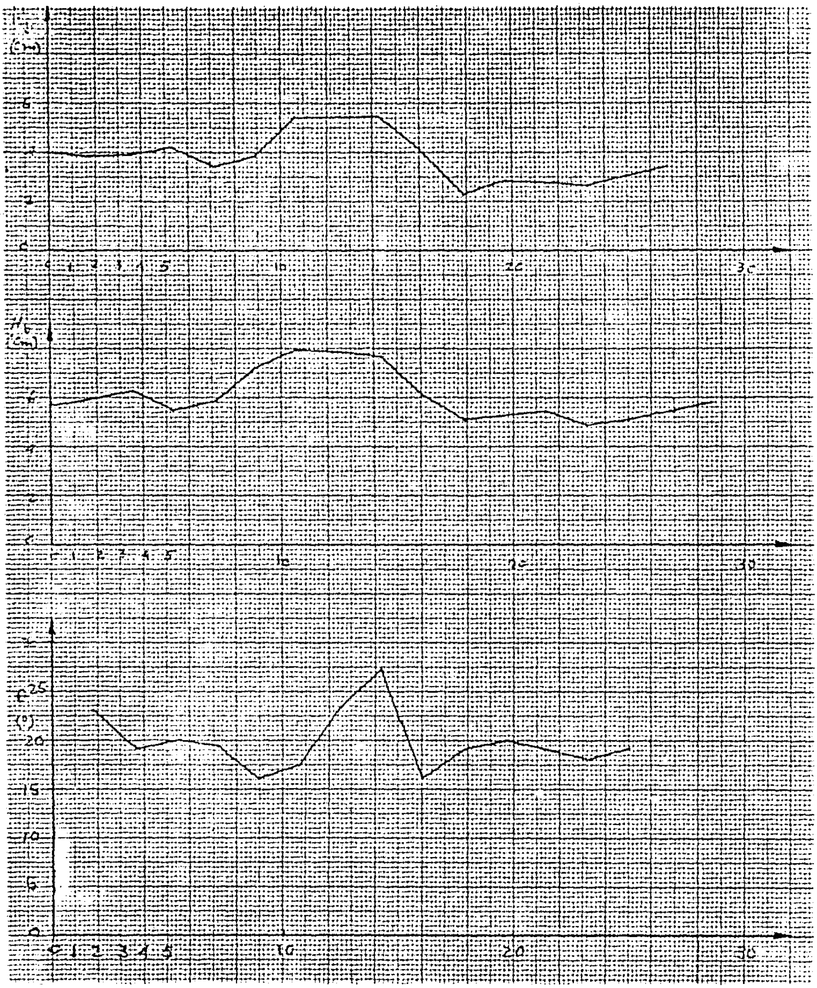
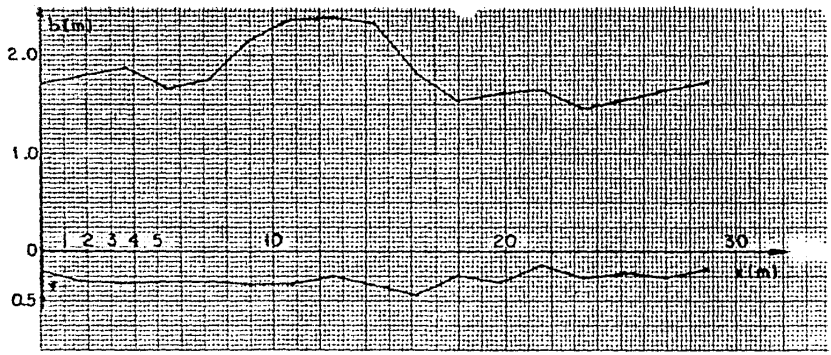


Fig. 3.24



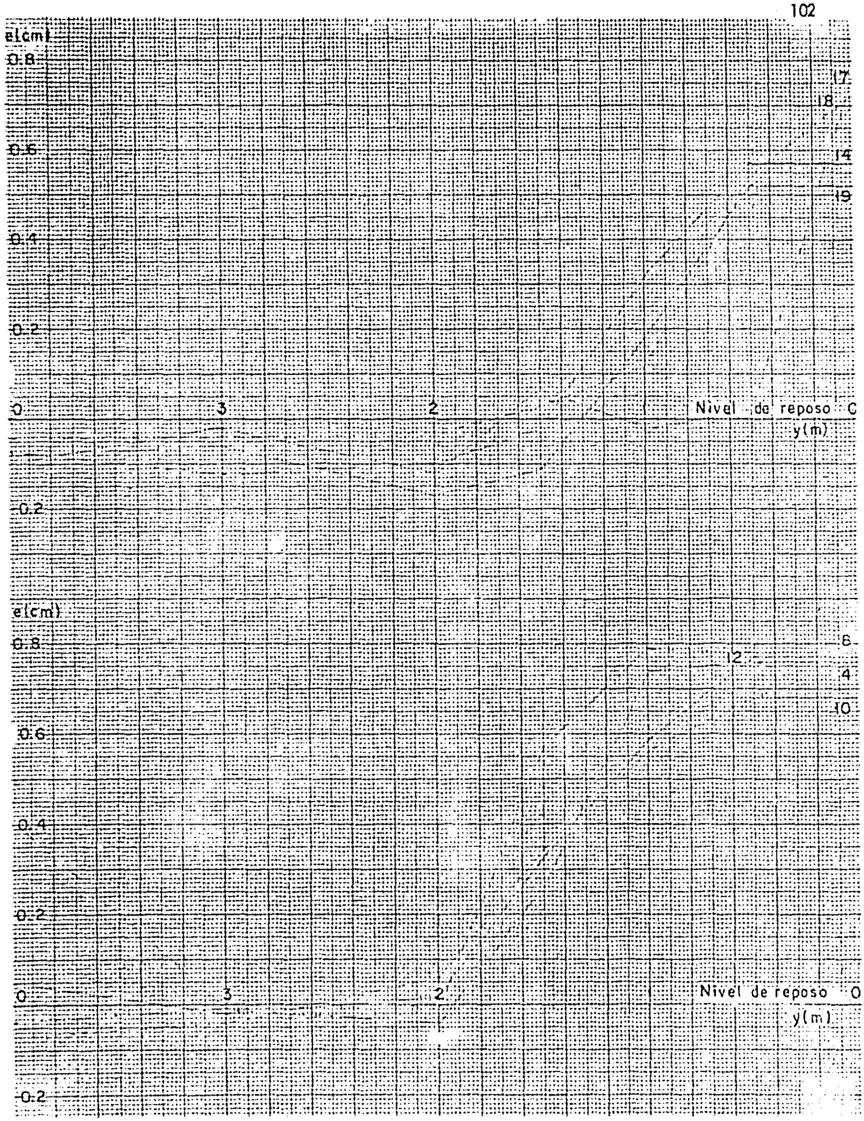
Modelo corrientes litorales, T = 1.28 seg
L = 1.25 m (L = longitud de onda)

Fig. 3.25



T= 1.28 Tercer ensayo

Fig. 3.26



T= 1.23 Tercer ensayo Sobreelevación del nivel medio en movimiento

Fig. 3.27

Ec. de Putnam obtenida con el principio de conservación de la energía103
Ec. de Putnam obtenida con el método de impulso y cantidad de movimiento
Ec. de la correlación empírica de Galvin
Ec. de Eagleson obtenida con la igualación de los terminos (a) y (f)
Ec. de Eagleson obtenida con la igualación de los terminos (d) y (e)
Ec. de Eagleson obtenida usando la teoría de la onda progresiva
Ec. propuesta por el autor de la tesis considerando flujo no-uniforme

TERCER ENSAYO T=1.2.8

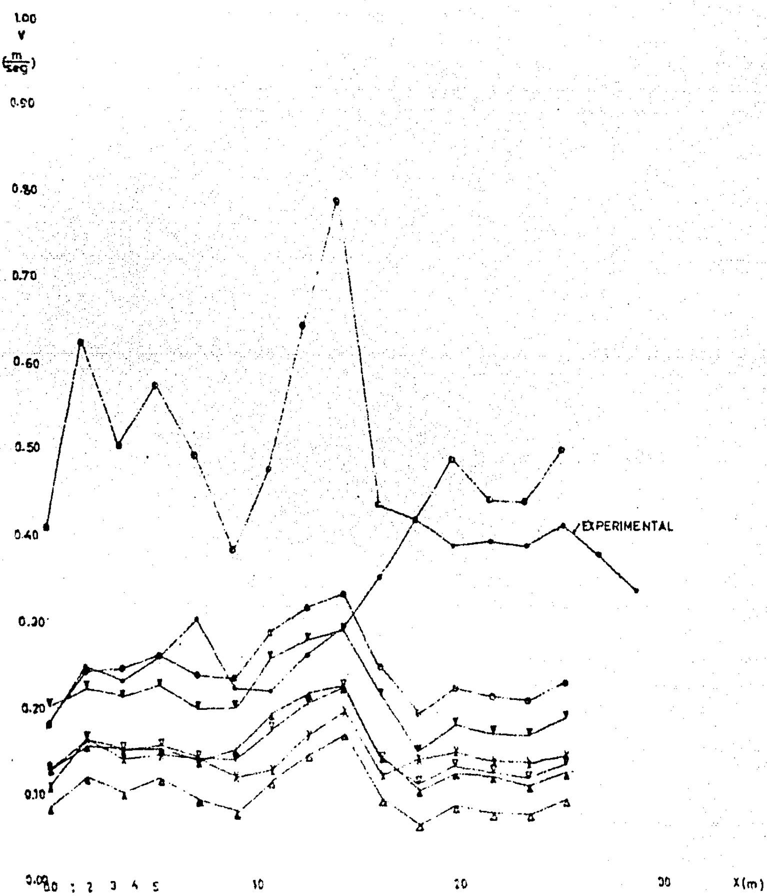
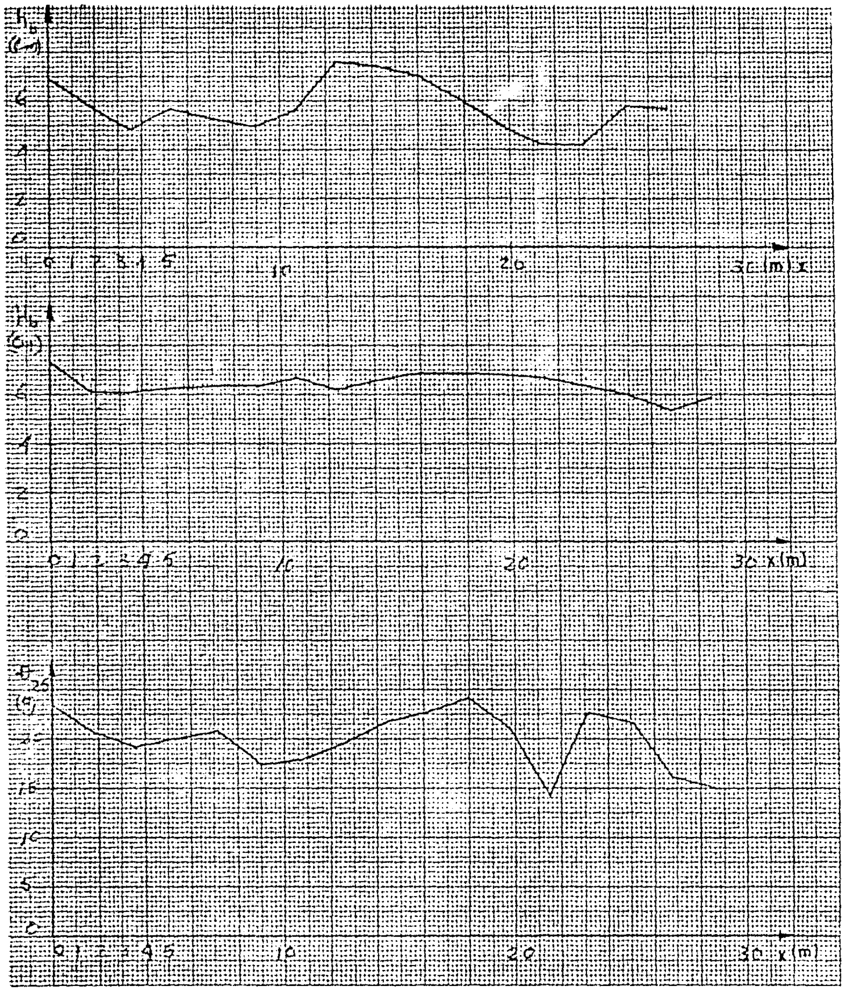


Fig. 3.28



Modelo corrientes litorales , T= 1.88 seg
L= 2.64 mm (L= longitud de onda con filtros)

Fig. 3.29

- Ec. de Putnam obtenida con el principio de conservación de la energía
- Ec. de Putnam obtenida con el método del impulso y cantidad de movimiento
- Ec. de la correlación empírica de Galvin
- Ec. de Eagleson obtenida con la igualación de los terminos (a) y (f)
- Ec. de Eagleson obtenida con la igualación de los terminis (d) y (e)
- Ec. de Eagleson usando la teoria de la onda progresiva
- Ec. propuesta por el autor de la tesis considerando flujo no-uniforme

CUARTO ENSAYO T=1.88 Seg. (Usando filtros)

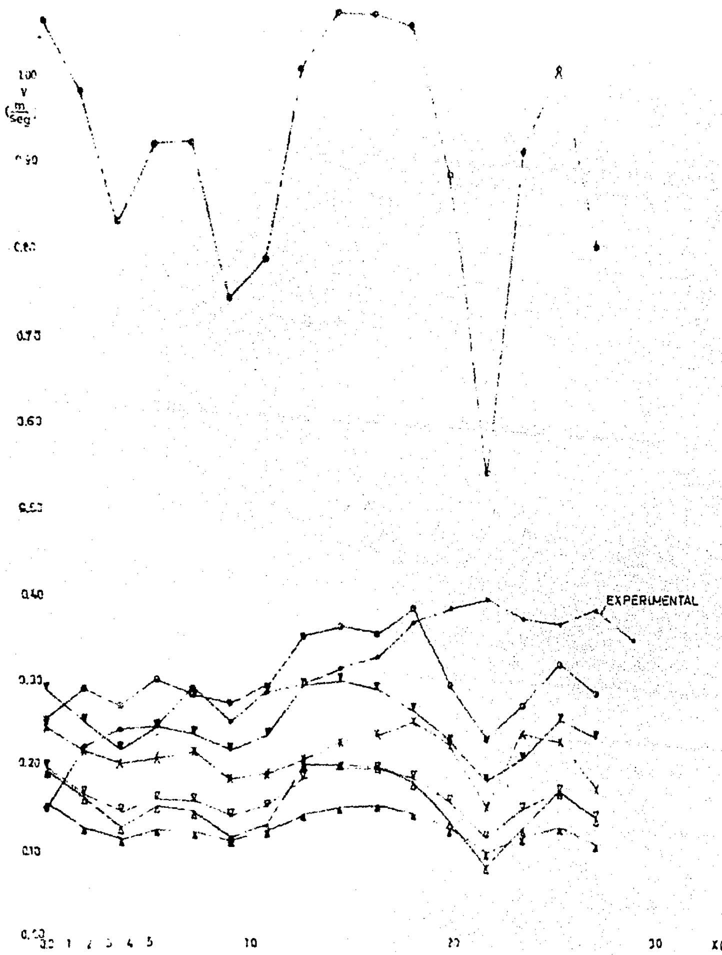


Fig. 3.30

Conclusiones y Recomendaciones.

a.- La ecuación propuesta es válida para los ensayes realizados.

b.- En fondo fijo plano no se producen las corrientes de retorno.

c.- Es necesario para probar la exactitud de la ecuación propuesta, hacer mediciones en fondo móvil y en la naturaleza, para ver si las constantes permanecen con los mismos valores.

d.- No se halló relación entre la sobreelevación del nivel medio en movimiento y la corriente playera paralela a la línea de playa.

e.- No afecta mucho en el cálculo el suponer la corriente establecida.

f.- Es válido usar el coeficiente de D'Arcy.

BIBLIOGRAFIA.

1.- Roberto Bustamante A. y coautores.- Ingeniería Marítima.

2.- Technical University of Denmark
Basic Research
Progress Report N° 3
July 1962.

3.- Corrientes uniformes a lo largo de una playa plana
Peter S. Eagleson
Instituto Tecnológico de Massachusetts.

4.- Experimental Study of longshore currents on a plane beach.
By C. J. Galvin Jr.
P. S. Eagleson
Hydrodynamics Laboratory Report N° 63
Department of civil Engineering School ofengineering
Massachusetts Institute of Technology.

5.- Irribarren; Ramón C.- Obras Marítimas.

6.- Hydrodynamics
Sir Horace Lamb.

7.- Levi Enzo Mecánica de los líquidos

8.- Héctor Juvencio López
Apuntes de Puertos y Obras Marítimas

9.- Aplicaciones de la Hidráulica Marítima a problemas de - - ingeniería de Puertos
Tesis Profesional
Ricardo Martínez Hilleary

10.- Jorge Meyer C.- Apuntes de Modelos Marítimos.

11.- José Luis Sánchez B.- Apuntes de Hidráulica Marítima.