

تحلیل هیدرودینامیکی بویه‌های دریایی

احمد رضا زامانی* و محمد سعید سعیدی**

پژوهشکده علوم و تکنولوژی زیر دریا، دانشگاه صنعتی اصفهان

دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه صنعتی اصفهان

چکیده - در تحلیل دینامیکی شناورهای دریایی تحت تأثیر امواج، طراح نیاز به دانستن نیروهای ناشی از میدان امواج برخوردی^۱ و پراکنده^۲ شده از روی شناور دارد. کار حاضر، براساس تئوری جریان پتانسیل به حل میدان اطراف جسم شناور در حضور سطح آزاد و با در نظر گرفتن اثر بستر دریا پرداخته است. از این تئوری، نیروهای موجی وارد بر دو نمونه متداول از بویه‌های دریایی^۳ با بدنه‌های دیسکی و کروی محاسبه شده‌اند. مقایسه این محاسبات با نتایج حاصل از روش هاسکیند مؤید دقت خوب تئوری ارائه شده است.

Hydrodynamic Analysis of Marine Buoys

A. R. Zamani and M. S. Saidi

Sub Sea R&D Center, Isfahan University of Technology

Department of Mechanical Engineering, Isfahan University of Technology

ABSTRACT - *In dynamic analysis of floating structures, the designer needs to know the wave forces due to incident and scattered waves on the structure. In this work, the flow field around the body is solved based on the potential theory with considering the free surface and sea bed effects. Using this theory, the wave forces exerted on two typical sea buoys with spherical and disc-type bodies are determined. Comparison of this results with the one obtained using Haskind method shows good accuracy of the present method.*

۱- مقدمه

به عنوان نمونه در طراحی سکوهاى حفارى، محفظه‌هاى ذخیره نفت زیر دریا، بویه‌هاى شناور بزرگ و سکوهاى مهار شده به وسیله کابل و بسیاری از موارد دیگر چگونگی بارگذاری و نیروهای ناشی از امواج برخوردی به سازه مورد نیاز است. به‌طور کلی دوروش برای بررسی اثر متقابل سازه و آب وجود دارد که هم برای سازه‌هاى ثابت و هم برای سازه‌هاى شناور به کار می‌رود. یکی از این روشها به‌کارگیری معادله موريسون [۱] و

توزیع فشار بر روی اجسام ساکن، شناور و یا غوطه‌ور که در مسیر امواج واقع شده اند و نیروهای هیدرودینامیکی ناشی از آنها از مهمترین مسائل مورد علاقه علوم دریایی مانند آرشیتکتوری دریایی، مهندسی اقیانوس، مهندسی بویه و مهندسی مخازن است.

* مربی پژوهشی ** دانشیار

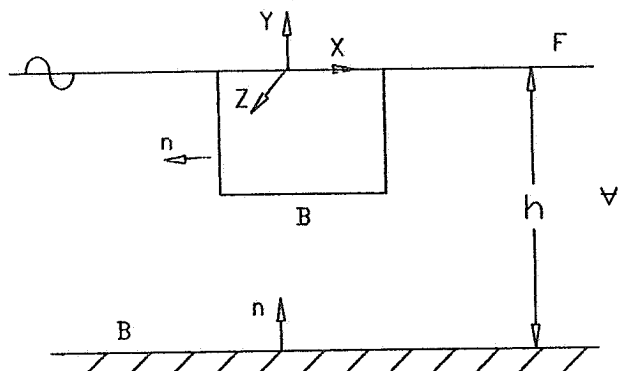
فهرست علائم

∇^2	تعداد پانلها	N	عدد پراش	a
α_{ij}	ضریب میرایی جهت i ناشی از حرکت z	N_{ij}	مرزهای جامد	B
معادله‌های خطی	مبدأ مختصات	O	ضریب نیرو یا گشتاور موج	C_i
دامنه موج	مقدار اصلی انتگرال	P.V.	عمق بی‌بعد	d
پتانسیل سرعت	فاصله	R	المان سطح	ds
Φ	امواج ناشی از حرکت جسم	(R)	سطح آزاد، مقدار نیرو یا گشتاور	F
φ	فاصله	R'	تابع توزیع چشمه یا چاه	f
عدد ثابت به کاررفته در معادله هاسکیند	فاصله	r	تابع گرین	G
پارامتر فرکانس	فاصله	r_0	شتاب ثقل	g
ν	امواج پراکنده شده	(S)	عمق دریا	h
چگالی	سطح جسم	S_B	موج برخوردی	(I)
ρ	زمان	t	اندیس	i
ω	سرعت عمودی روی سطح جسم	U_n	عدد موهمی	\hat{i}
فرکانس موج	سرعت عمودی روی مرز جامد	V_n	اندیس	j
اختلاف فاز بین ضریب نیرو و موج ورودی	دامنه نوسانات حرکات جسم، محورهای مختصات، هر نقطه از میدان	(X, Y, Z)	تابع بسط نوع اول مرتبه صفر	J_0
ψ_i	میدان سیال اطراف جسم	∇	عدد موج	k
ψ_{ij}			بعد مشخصه جسم	l
(ξ, η, ζ)			ضریب جرم مجازی جهت i	M_{ij}
			ناشی از حرکت z	

استفاده شده است. اگر چه نتایج کار حاضر در مورد سازه‌های ثابت نیز قابل استفاده است، در این مقاله تنها به نتایج مربوط به شناورهای دریایی می‌پردازیم.

۲- فرمولبندی مسئله

شناور دلخواهی را در نظر می‌گیریم که مطابق شکل (۱) بر روی سطح آزاد دریا قرار گرفته است. در این شکل عمق آب (h)، مرزهای جامد (B)، سطح دریا (F)، محورهای مختصات راستگرد (xyz) و موج برخوردی به سازه نشان داده شده اند. اگر میدان جریان اطراف جسم از نوع پتانسیل فرض شود، معادله لاپلاس باید در تمامی محدوده جریان برقرار باشد:



شکل ۱ - نمایش هندسه و محورهای مختصات

دیگری استفاده از نظریه جریان پتانسیل است. موریسون نیروی وارد بر سازه را حاصل مجموع نیروهای پسا و اینرسی می‌داند. در مقابل روش موریسون، نظریه پراکندگی امواج جریان سیال را از نوع پتانسیل در نظر می‌گیرد.

بعد مشخصه سازه در مقایسه با طول موج و ارتفاع موج برخوردی تعیین کننده نوع روش مناسب است [۱]. برای سازه‌هایی که بعد مشخصه آنها کسر قابل توجهی از طول موج باشد می‌توان از آثار لزجت در برابر آثار پراکنده شدن امواج از روی سازه صرف نظر و از نظریه جریان پتانسیل استفاده کرد. در حالی که اگر بعد مشخصه سازه در مقایسه با طول موج و ارتفاع موج برخوردی کوچک باشد، تأثیر نیروی پسا و نیروی اینرسی مهم خواهد بود و باید از روش موریسون بهره گرفت.

کار حاضر روشی برای تحلیل هیدرودینامیکی شناورهای دریایی با شکل دلخواه و در عمقهای مختلف دریا با استفاده از نظریه جریان پتانسیل ارائه می‌کند. در میان شناورهای دریایی، کاربرد بویه‌ها در محیط دریا از جنبه‌های گوناگونی مطرح است و به دلیل شرایط خاصی که یک بویه در ایجاد یک پایگاه شناور پایدار دارد، دانستن نیروهای وارد بر آن اهمیت دو چندان می‌یابد. از نتیجه مستقیم این کار در طراحی بویه‌های اقیانوس شناسی و هواشناسی

عدد موج است. حضور جسم ونوسان آن در میدان امواج باعث پیدایش اختلالات اضافی می‌شود که این اختلالات همانند موجهای میرایی عمل می‌کنند که گویا از جسم سرچشمه گرفته‌اند و به سمت دور دست حرکت می‌کنند. این موضوع شرط مرزی جدیدی را با عنوان "شرط مرزی تشعشی" در مسئله وارد می‌کند که بیان ریاضی آن به صورت زیر است:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \sqrt{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} - \hat{\mathbf{k}} \right) (\varphi - \varphi^{(I)}) = 0 \quad (7)$$

در این معادله $r^2 = x^2 + z^2$ فاصله هر نقطه از میدان در صفحه x-z نسبت به مرکز مختصات است. با استفاده از خاصیت خطی کردن روابط، می‌توان اثر متقابل موج و جسم شناور را به دو مسئله مجزا تبدیل کرد. یکی مسئله پراکندگی^۶ است که در آن تمامی مرزهای موجود در حضور موج برخوردی ثابت در نظر گرفته می‌شوند. دیگری مسئله تشعشی^۷ است که میدان امواج منتشر شده در اترنوسانهای جسم بررسی می‌شود. اگر پتانسیل جریان مربوط به این دو مسئله را به ترتیب به $\varphi^{(S)}$ و $\varphi^{(R)}$ نشان دهیم، پتانسیل کل از جمع پتانسیلهای زیر حاصل می‌شود:

$$\varphi = \varphi^{(I)} + \varphi^{(S)} + \varphi^{(R)} \quad (8)$$

با توجه به خطی بودن معادله‌ها، می‌توان پتانسیل $\varphi^{(R)}$ را ناشی از پتانسیلهای شش گانه^۸ φ_i دانست. به طوری که:

$$\varphi^{(R)} = \sum_{i=1}^6 \varphi_i \quad i = 1, 2, \dots, 6 \quad (9)$$

در معادله (۹) مقادیر $i=1, 2, 3$ مربوط به حرکت انتقالی و $i=4, 5, 6$ مربوط به حرکت دورانی حول همین محور هاست. شرط مرزی سرعت عمودی روی سطح جسم متناسب با دو مسئله اخیر به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\frac{\partial \varphi^{(S)}}{\partial n} = - \frac{\partial \varphi^{(I)}}{\partial n} \quad (10)$$

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad \text{در } V \quad (1)$$

در این معادله Φ بیانگر پتانسیل سرعت است که وابستگی زمانی آن به صورت نوسانی و به شکل زیر بیان می‌شود [۲]:

$$\Phi = \text{Re}[\varphi e^{-i\omega t}] \quad (2)$$

در این معادله ω فرکانس موج برخوردی به شناور، $\hat{\mathbf{k}}$ عدد موهومی، φ پتانسیل مختلط و Re نشان دهنده مقدار حقیقی عدد مختلط است. وابستگی زمانی سایر متغیرهای موجود در مسئله رانیز به طریق مشابه و به کمک تابع $e^{-i\omega t}$ وارد می‌کنیم. از ترکیب معادله‌های (۱) و (۲) داریم:

$$\nabla^2 \varphi = 0 \quad \text{در } V \quad (3)$$

شرایط مرزی را می‌توان به صورت زیر بیان کرد:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial y} - \frac{\omega^2}{g} \varphi = 0 \quad \text{روی } F \quad (4)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = V_n \quad \text{روی } B \quad (5)$$

معادله (۴) ترکیب شرطهای سینماتیکی و دینامیکی خطی شده روی سطح آزاد و معادله (۵) شرط سرعت عمودی روی مرزهای جامد را نشان می‌دهد [۲]. شرط (۵) در بردارنده شرط مرزی روی بستر دریا نیز هست. برای این کار کافی است که متغیر V_n را در معادله (۵) صفر اختیار کنیم.

اگر فرض شود موج برخوردی به سازه شناور در جهت مثبت محور x ها حرکت می‌کند و به صورت تخت^۹ باشد، براساس نظریه امواج خطی [۱]، پتانسیل موج برخوردی به جسم به شکل زیر خواهد بود:

$$\varphi^{(I)} = - \frac{\hat{\mathbf{g}} \eta_0}{\omega} \frac{\cosh(k(y+h))}{\cosh(kh)} e^{ikx} \quad (6)$$

در این معادله، $\varphi^{(I)}$ پتانسیل موج برخوردی، η_0 دامنه موج و k

به $f(x,y,z)$ تبدیل شده وازانتگرال خارج می شود. می توان ثابت کردکه انتگرال $\frac{\partial G}{\partial n}$ به $-\gamma\pi$ میل می کند. برای حل معادله انتگرالی بالا و محاسبه f ، سطح جسم را به تعدادی سطوح کوچکتر به نام(پانل) با شکل هندسی مشخص تقسیم می کنیم و بر روی هر سطح یک چشمه یا چاه قرار می دهیم. با اعمال معادله (۱۳) روی هر کدام از این سطوح کوچکتر داریم:

$$-f(x_i, y_i, z_i) + \sum_{\substack{j=1 \\ i \neq j}}^N f_j \alpha_{ij} = \gamma V_{ni} \quad i, j = 1, 2, \dots, N \quad (14)$$

در این معادله N تعداد کل تقسیمها و زیرنویسهای i و j نشان دهنده شماره پانل موردنظر است. ضرایب α_{ij} از معادله زیر به دست می آیند:

$$\alpha_{ij} = \frac{1}{\gamma\pi} \int_{S_j} \frac{\partial G}{\partial n}(x_i, y_i, z_i, \xi, \eta, \zeta) dS_j \quad (15)$$

بامحاسبه مقادیر f می توان پتانسیل سرعت، توزیع فشار روی سطح جسم و نیروهای هیدرودینامیکی رابراساس روشهای معمول در حل جریان پتانسیل نادائم واستفاده از معادله برنولی تابع زمان خطی شده به دست آورد.

۴- شکل مناسب تابع گرین

همانگونه که گفته شد تابع گرین باید در معادله لاپلاس صدق کند و بتواند شرایط مرزی مربوط به سطح آزاد را به همراه شرط تشعشی ارضاء کند. براین اساس یکی از شکلهای معروف تابع گرین توسط وی هاوزن و لیتون [۳] از حل معادله لاپلاس و شرایط مرزی مربوطه به صورت زیر بیان شده است:

$$G = \frac{1}{R} + \frac{1}{R'} + \gamma P.V. \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\mu + \nu) e^{-\mu h} \cosh(\mu + h) \cosh(\eta + h)}{\mu \sinh(\mu) - \nu \cosh(\mu)} j_0(kr) d\mu + \hat{i} \frac{\gamma\pi(k^2 \nu^2)}{(k^2 - \nu^2) h + \nu} \cosh(k(\eta + h)) \cosh$$

$$\frac{\partial \varphi^{(R)}}{\partial n} = U_n \quad \text{روی (B)} \quad (11)$$

در معادله (۱۱)، U_n سرعت عمودی سطح جسم را نشان می دهد. بدین ترتیب اثر متقابل جسم و موج را می توان از معادله (۳) و اعمال شرایط مرزی (۷)، (۱۰) و (۱۱) به دست آورد.

۳- روش انتگرالی حل معادله ها

در روش انتگرالی، میدان جریان باتوزیع چشمه و چاه^۱ روی سطح جسم مدل می شود. برای پتانسیل دلخواهی در هر نقطه میدان می توان نوشت:

$$\varphi(x,y,z) = \frac{1}{4\pi} \int_{S_B} f(\xi, \eta, \zeta) G(x,y,z, \xi, \eta, \zeta) ds \quad (12)$$

در این معادله f تابع توزیع قدرت چشمه (یا چاه) و G پتانسیل آن است. همچنین S_B سطح جسم، (ξ, η, ζ) مختصات چشمه روی سطح و ds المان کوچکی از سطح را نشان می دهد. تابع G که از آن تحت عنوان تابع گرین نیز یاد می شود، دارای خواص زیر است:

- ۱- در تمامی محدوده سیال در معادله لاپلاس صدق می کند.
- ۲- این تابع روی خود چشمه، نامعین است.
- ۳- تابع گرین داده شده شرایط مرزی سطح آزاد، بستردریا و نهایتاً شرط تشعشی را ارضاء می کند. ویژگیهای تابع گرین به گونه ای است که برای به دست آوردن پتانسیل سرعت تنها باید شرط مرزی سرعت عمودی را روی معادله (۱۲) اعمال کرد.

با اعمال شرط مرزی سرعت عمودی روی معادله (۵) داریم:

$$-\frac{1}{\gamma} f(x,y,z) + \frac{1}{4\pi} \int_{S_B} f(\xi, \eta, \zeta) \frac{\partial G}{\partial n}(x,y,z, \xi, \eta, \zeta) ds = V_n \quad (13)$$

عبارت اول در سمت چپ معادله (۱۳)، با در نظر گرفتن تأثیر چشمه در محل قرارگیری خود حاصل شده است. باید دانست که ماهیت تابع G مانند پتانسیل چشمه است. از این رو هرگاه نقطه ای از میدان روی چشمه قرار گیرد، تابع G نامعین می شود. در صورتی که $f(x,y,z)$ بر روی یکی از نقاط سطح (ξ, η, ζ) قرار گیرد، تابع $f(\xi, \eta, \zeta)$

$$C_{ij} = \frac{F_{ij}(\max) e^{i\psi_{ij}}}{\rho \omega^2 I^2 x_{0j}} \quad i = 4, 5, 6$$

$$j = 1, 2, \dots, 6$$

در این معادله‌ها ($i = 1, 2, 3$) بیانگر نیرو درجهت‌های مختصات و F_i ($i = 4, 5, 6$) بیانگر گشتاور نیروی امواج است. مقادیر این نیرو به کمک توزیع فشار ناشی از پتانسیلهای $\varphi^{(S)}$ و $\varphi^{(I)}$ محاسبه پذیراست. همچنین نشان دهنده نیرو یا گشتاور اعمالی درجهت i ناشی از حرکت درجهت j است که به کمک توزیع فشار ناشی از پتانسیل $\varphi^{(R)}$ (یا مقادیر φ_1 تا φ_n) به دست می‌آید. زاویه ψ_i اختلاف فاز بین نیروی اعمالی و موج ورودی، ψ_{ij} اختلاف فاز بین مودهای حرکت با موج ورودی و متغیر l بعد مشخصه جسم را نشان می‌دهد. می‌توان با استفاده از معادله حرکت جسم شناور نشان داد که بخش حقیقی عبارت C_{ij} که در شتاب حرکت ضرب می‌شود نقش جرم مجازی^۹ را دارد و بخش موهومی آن به میرایی^{۱۰} حرکت باز می‌گردد [۱]:

$$C_{ij} = -M_{ij} - iN_{ij} \quad i, j = 1, 2, \dots, 6 \quad (19)$$

که در آن M_{ij} ماتریس جرم مجازی و N_{ij} ماتریس میرایی است.

۶- نتایج

الف) دیسک شناور

به عنوان یک نمونه جسم شناور، دیسکی به شعاع l و ارتفاع آبخور $0.5l$ را در نظر بگیرید. شکل (۲) هندسه به کاررفته را نشان می‌دهد. محور دیسک در امتداد قائم قرار گرفته و موج نیز در امتداد محور x ها به دیسک مورد نظر برخورد می‌کند. این شکل هندسی می‌تواند مدلی از یک بویه دریایی و یا شناوری باشد که سطح پایینی آن تخت است. برای بررسی مقادیر ضرایب نیرو و ضرایب جرم مجازی و میرایی به دلخواه سه عمق بی‌بعد $(1, 1/5, \infty)$ را $d = \frac{h}{-1}$ انتخاب می‌کنیم. حالت $d = \infty$ رفتار دیسک شناور را در آبهای عمیق مدل می‌کند. معمولاً برای بیان تغییرات ضرایب هیدرودینامیکی اجسام شناور از پارامتر فرکانس استفاده می‌شود:

$$\nu = \frac{\omega^2 l}{g} = a \tanh(ad) \quad (20)$$

$$(k(y+h)) j, (kr) \quad (16)$$

در معادله (۱۶)، j تابع بسط نوع اول مرتبه صفر است. متغیرهای r, R', R, ν نیز به شکل زیر هستند.

$$\nu = \frac{\omega^2}{g} = k \tanh(kh) \quad (1-17)$$

$$R = [(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2]^{1/2} \quad (2-17)$$

$$R' = [(x-\xi)^2 + (y+2h+\eta)^2 + (z-\zeta)^2]^{1/2} \quad (3-17)$$

$$r = [(x-\xi)^2 + (z-\zeta)^2]^{1/2} \quad (4-17)$$

علامت P.V. در معادله (۱۶) مقدار اصلی انتگرال را نشان می‌دهد. علت آن این است که هرگاه $\mu = k$ باشد، انتگرال نامعین می‌شود.

۵- ضرایب نیرو و گشتاور

مقادیر بی‌بعد نیرو یا گشتاور به صورت زیر بیان می‌شوند:

(۱-۱۸) ضرایب نیروی موج

$$C_i = \frac{F_i(\max) e^{i\psi_i}}{\rho g l^2 \eta_0} \quad i = 1, 2, 3$$

(۲-۱۸) ضرایب گشتاور موج

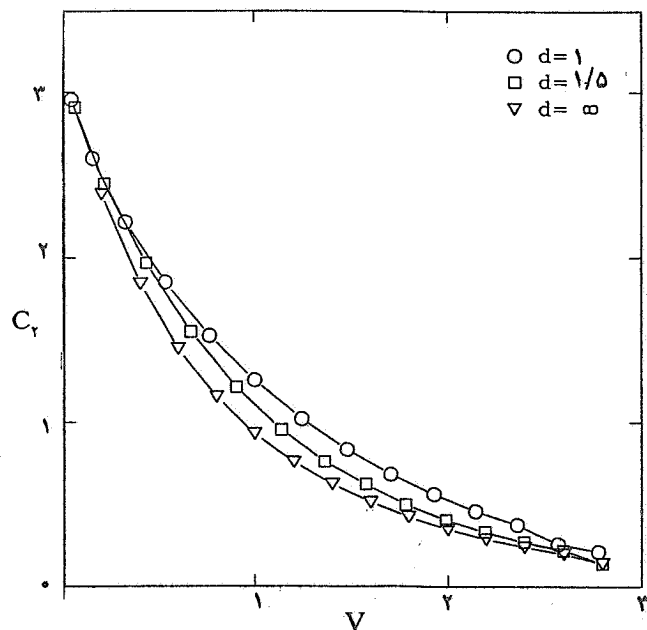
$$C_i = \frac{F_i(\max) e^{i\psi_i}}{\rho g l^2 \eta_0} \quad i = 4, 5, 6$$

(۳-۱۸) ضرایب نیروهای حاصل از حرکت جسم

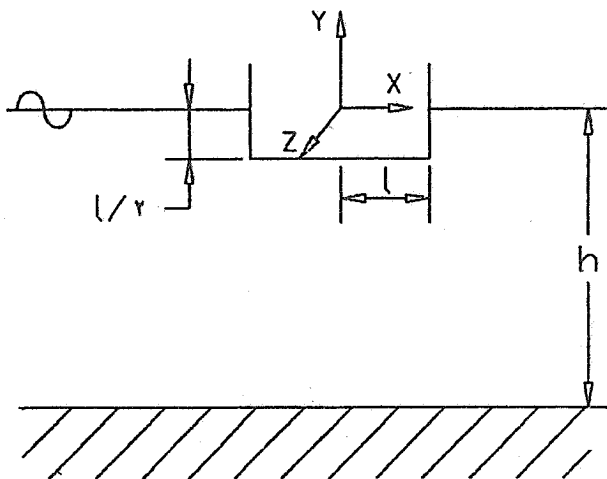
$$C_{ij} = \frac{F_{ij}(\max) e^{i\psi_{ij}}}{\rho \omega^2 I^2 x_{0j}} \quad i = 1, 2, 3$$

$$j = 1, 2, \dots, 6$$

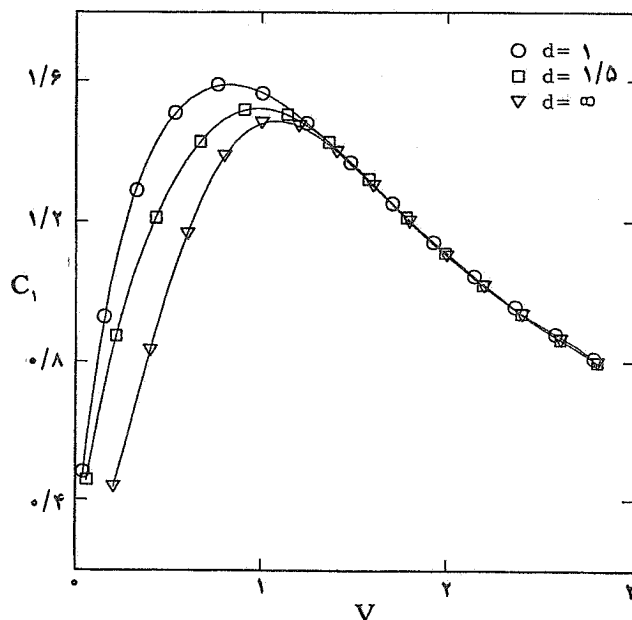
(۴-۱۸) ضرایب گشتاور حاصل از حرکت جسم



شکل ۴ - ضریب نیروی قائم وارد بر دیسک



شکل ۲ - دیسک شناور



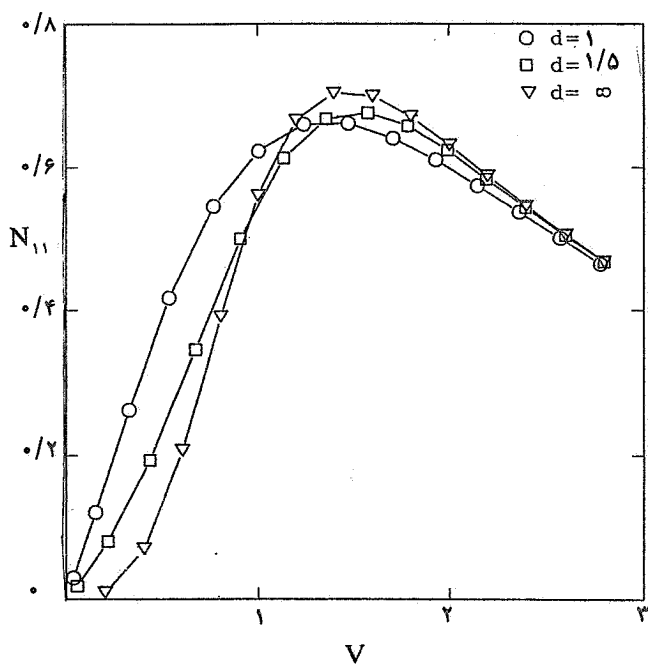
شکل ۳ - ضریب نیروی افقی وارد بر دیسک

میل می‌کند. در این حالت دوائر کوتاه بودن طول موج، تأثیر عمق مؤثر نیست و آثار ناشی از امواج نمی‌تواند تا بستر دریا گسترش یابد. به دلیل وجود قاعده پایین دیسک شناور، ضریب نیروی قائم وارد بر دیسک صفر نیست. در شکل (۴)، تغییرات این ضریب برحسب پارامتر فرکانس آمده است. مجدداً برای مقادیر بزرگ ν ، منحنی‌ها به یکدیگر نزدیک می‌شوند و رفتارشان مشابه آبهای عمیق است. در حالت حدی و برای مقادیر کوچک ν ، نیروی وارده تنها شامل نیروی هیدروستاتیکی است. در این حالت ضریب نیروی قائم به عدد π میل می‌کند. از این شکل می‌توان دریافت که کاهش عمق به معنی نزدیک شدن قاعده پایینی دیسک به بستر دریا است. در هنگام عبور موج از فاصله بین دیسک و بستر دریا، توزیع فشار قوی‌تر و به دنبال آن نیروی قائم بزرگتری ایجاد می‌شود. شکل (۵) اختلاف فاز بین موج ورودی و نیروی افقی وارد بر دیسک را برحسب رادیان نشان می‌دهد.

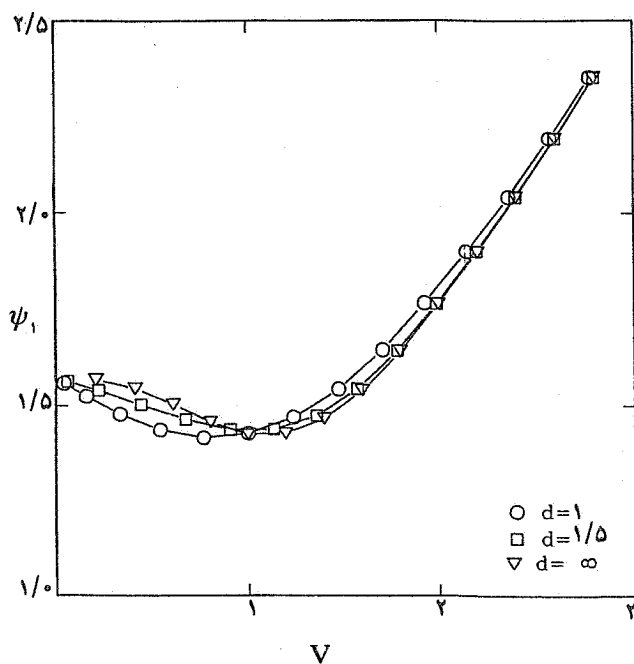
اکنون به بررسی نتایج حاصل از مسئله تشعشع می‌پردازیم. به عنوان مثال، تغییرات جرم مجازی و میرایی حرکات افقی و قائم دیسک را در نظر می‌گیریم. شکل‌های (۶)، (۷)، (۸) و (۹) به ترتیب تغییرات جرم مجازی حرکت افقی، میرایی حرکت افقی، جرم مجازی حرکت قائم و میرایی همین حرکت را نشان می‌دهند. به جز

در این معادله a عدد پراش است که به صورت $a = kl$ تعریف می‌شود. علت انتخاب این پارامتر، وابستگی مقادیر جرم مجازی و میرایی جسم شناور به فرکانس موج است که توسط عبارت ν بی‌بعد شده است.

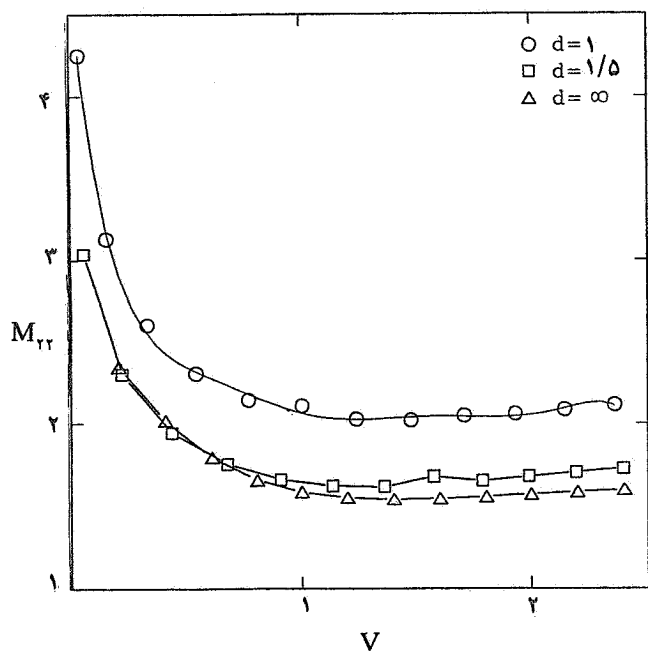
از حل مسئله پراکندگی می‌توان ضرایب نیروی وارد بر دیسک را حساب کرد. شکل (۳) ضریب نیروی افقی وارد بر دیسک شناور را نشان می‌دهد. برای مقادیر کوچک پارامتر فرکانس، نیروی افقی وارده با افزایش عمق کاهش می‌یابد و برای مقادیر بزرگتر این پارامتر (یعنی طول موج کوتاه‌تر)، مقادیر نیرو به سمت نتایج آبهای عمیق



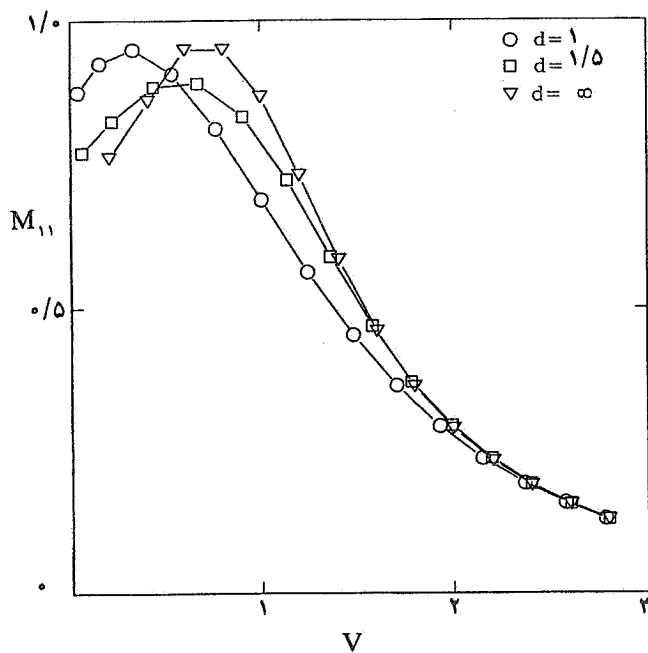
شکل ۷ - ضریب میرایی حرکت افقی دیسک



شکل ۵ - اختلاف فاز بین نیروی افقی با موج برخوردی به دیسک
(برحسب رادیان)



شکل ۸ - ضریب جرم مجازی حرکت قائم دیسک



شکل ۶ - ضریب جرم مجازی حرکت افقی

می شود. اصولاً وجود مرزهای جامد در نزدیکی جسم نوسان کننده باعث اختلال بیشتری در میدان جریان می شود و به موجب آن جرم مجازی افزایش می یابد. در شکل (۸) با افزایش پارامتر عمق، جرم

شکل (۸) در بقیه منحنیها برای مقادیر بزرگ پارامتر فرکانس نتایج مربوط به عمقهای بی بعد $d=1, 1/5$ به نتایج آبهای عمیق میل می کند. در شکل (۸) اثر پارامتر عمق در جرم مجازی مشاهده

مجازی کاهش می‌یابد. زیاد شدن جرم مجازی در نزدیکی فرکانس صفر نیز تأییدی بر این مطلب است. زیرا در این حالت سطح آزاد مانند مرز جامد عمل می‌کند. در حالت حدی که فرکانس موج خیلی کم یا خیلی زیاد شود، هیچ موجی توسط جسم ایجاد نمی‌شود. زیرامعادله سطح آزاد در این دو حالت خاص نمی‌تواند هر دو سرعتهای افقی وقائم را تأمین کند. در حالت $\omega = 0$ سطح آزاد به صورت $\frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0$ و سرعت قائم ذرات روی سطح آزاد صفر است. در حالت $\omega = \infty$ نیز سطح آزاد به شکل یک سطح هم پتانسیل $\varphi = 0$ درمی‌آید و سرعت افقی وجود ندارد. این درحالی است که برای تشکیل موجهای جلورونده هر دو سرعتهای افقی وقائم موردنیاز است. در این دو حالت خاص جسم نمی‌تواند موجی را در دوردست پدید آورد وانرژی را به شکل موج انتقال دهد. بدین ترتیب انتظار می‌رود که در فرکانسهای کم وفرکانسهای زیاد ضریب میرایی به سمت صفر میل کند. این رفتار در شکلهای (۷) و (۹) مشاهده می‌شود. برای بررسی درستی روش ارائه شده در حل مسئله پراکندگی در حالت کلی، می‌توان از حل تحلیلی مرجع [۴] برای ستونهای دایره ای واقع در مسیر امواج که بر بستر دریا قرار گرفته اند استفاده کرد. نتیجه مقایسه حل عددی ارائه شده بانالیج حل تحلیلی [۴] و نتایج تجربی [۵] در مرجع [۶] آمده است. نتایج حاصل از روش عددی با نتایج حل تحلیلی به خوبی مطابقت دارد و در مقایسه بانالیج تجربی حداکثر ۱۰ درصد خطا را نشان می‌دهد. نتایج مسئله پراکندگی در مورد نیروی افقی وقائم وارد بر دیسک شناور را می‌توان از طریق حل گارت [۷] نیز بررسی کرد. مبنای حل گارت بهره گیری از بسط سری فوریه برای نمایش پتانسیلهای سرعت است. برای بویه دیسکی شکل، حل تحلیلی برای محاسبه ضرایب هیدرودینامیکی جرم مجازی ومیرایی وجود ندارد. با این حال برای اطمینان از صحت نتایج حاصل از مسئله تشعشی می‌توان از معادله هاسکیند [۸] استفاده کرد. معادله هاسکیند نیروهای ناشی از موج برخوردی به شناور وضرایب میرایی را به یکدیگر مربوط می‌کند. نیومن [۹] نشان داد که برای یک جسم تقارن محوری معادله هاسکیند به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$C_{ii} = \frac{a}{\sqrt{\kappa_i} \tanh(ad)} \frac{\sinh(ad)}{\sqrt{ad} + \sinh(ad)} c_i^2 \quad (20)$$

$$i = 1, 2, \dots, 6$$

در معادله بالا ضریب κ_i برای حرکت افقی و قائم دیسک به ترتیب ۱ و $1/2$ است. بنابراین با داشتن ضرایب نیروی وارد به جسم، ضرایب میرایی مستقیماً محاسبه پذیر بوده و با ضریب میرایی مربوط به حل عددی قابل مقایسه‌اند. شکلهای (۱۰) و (۱۱) درصد خطای نسبی در محاسبه ضریب میرایی حرکتهای افقی وقائم را در حالت $d = \infty$ و برای یک دیسک شناور نشان می‌دهند. برای تمامی اعداد پراش به کاررفته در شکل فوق از یک نوع پانل بندی استفاده شده است. همان گونه که مشاهده می‌شود با افزایش عدد پراش میزان خطای موجود افزایش می‌یابد. تحت شرایط یاد شده مقدار خطای ماکزیمم در محدوده نشان داده شده برای حرکت افقی ۰.۵٪ و برای حرکت قائم به ۰.۳٪ می‌رسد.

علت این موضوع کوچک بودن طول موج برخوردی به سازه در مقایسه با بعد پانل در اعداد پراش بزرگ است [۱].

به علاوه، رشد خطا در مورد حرکت قائم سریعتر از مقدار متناظر در حرکت افقی است. باید دانست که در محاسبه ضرایب مربوط به حرکت قائم، قاعده پایینی دیسک نقش مؤثری دارد و در پانل بندی آن از پانلهای چند گوش و غیر مربعی استفاده شده است.

ب) کره شناور

کره شناوری به شعاع I را که بر روی سطح دریا شناور است مطابق شکل (۱۲) در نظر می‌گیریم. محورهای مختصات انتخابی روی سطح دریا قرار دارند و مبدأ آن در مرکز کره است. موج ورودی در امتداد محور x ها به کره برخورد می‌کند. با استفاده از حل مسائل پراکندگی وتشعشی ضرایب نیروی وارد بر کره، ضرایب هیدرودینامیکی آن و وابستگی آنها به پارامتر فرکانس و پارامتر عمق به دست آمده و در شکلهای (۱۳) تا (۱۸) ارائه شده است. اگرچه نتایج مربوط به حل مسئله پراکندگی با نتایج کار هاوالوک [۱۰] مطابقت دارد، مجدداً با استفاده از معادله هاسکیند می‌توان صحت هر دو مسئله پراکندگی وتشعشی را برای کره در آبهای عمیق در شکلهای (۱۹) و (۲۰) ملاحظه کرد. شکلهای (۱۹) و (۲۰) به ترتیب درصد خطای نسبی در محاسبه ضریب میرایی حرکتهای افقی وقائم کره را در عمق $d = \infty$ نشان می‌دهند.

۷- نتیجه گیری

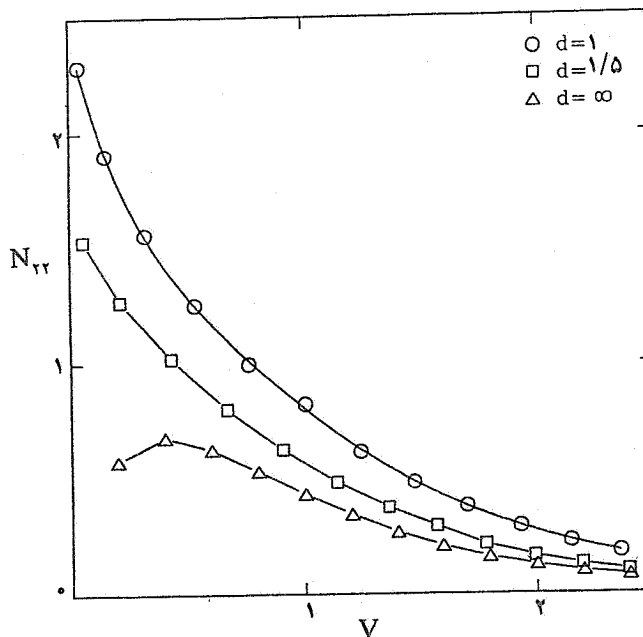
در این پروژه، با نادیده گرفتن اثرلزجت سیال درمقایسه با پراکندگی امواج برخوردی به سازه، میدان اطراف جسم درحضور امواج به کمک جریان پتانسیل مدل شده است. کاربرد حل عددی برای چندشکل هندسی مختلف ارائه شده و نتایج آن بامعادله هاسکیند مقایسه شده است. صحت خوب نتایج حاکی از آن است که می توان از تحلیل فوق درمورد محاسبه تمامی ضرایب هیدرودینامیکی شناورهای دریایی تحت تأثیرامواج استفاده کرد. بایدگفت که محدودیت عمومی روش ارائه شده درنادیده گرفتن اثر لزجت است. هرگاه بعد مشخصه شناور در مقایسه باطول موج برخوردی به سازه بزرگ باشد، این فرض قابل قبول است.

قدردانی

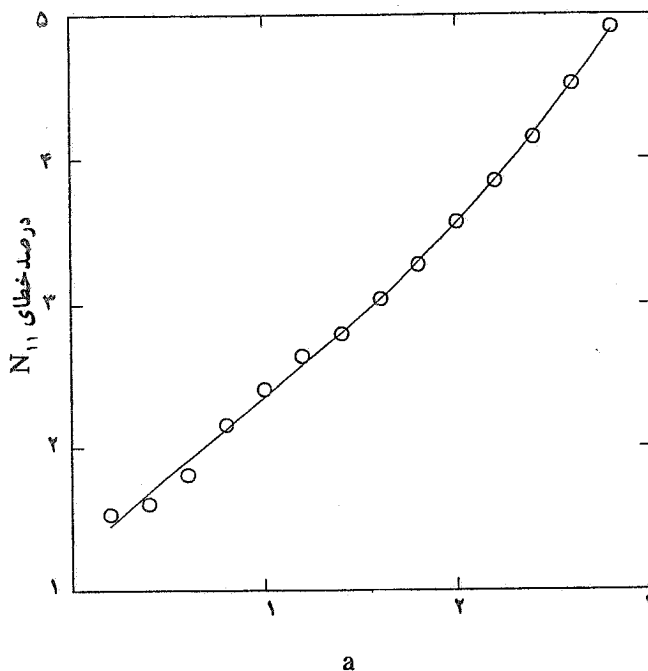
درخاتمه لازم است از پژوهشکده علوم و تکنولوژی زیردریا، وابسته به دانشگاه صنعتی اصفهان، که در طی انجام کار حاضر از امکانات آن بهره مند بوده ایم کمال تشکر را به عمل آوریم.

واژه نامه

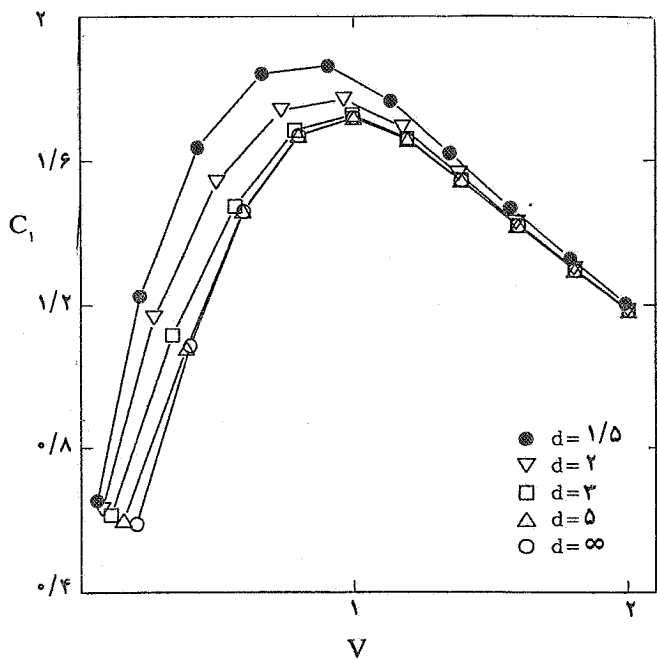
1. incident waves
2. scattered waves
3. marine buoys
4. plane
5. radiation
6. scattering problem
7. radiation problem
8. source and sink
9. added mass
10. damping



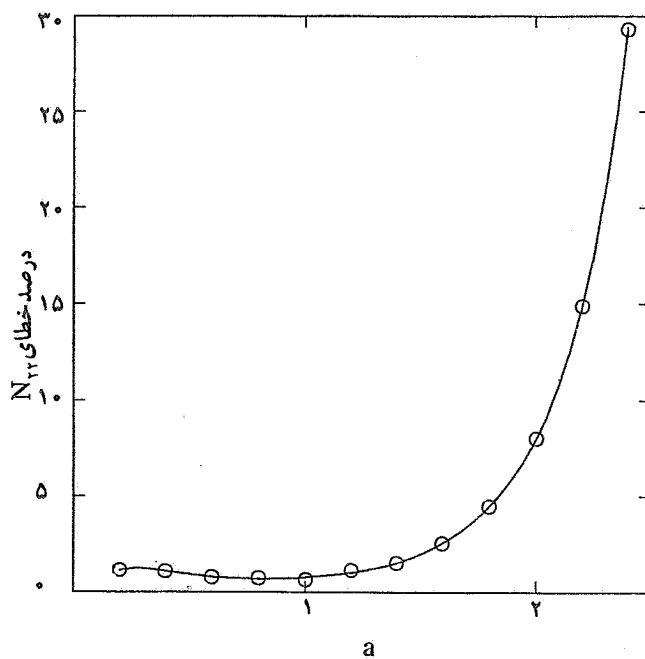
شکل ۹- ضریب میرایی حرکت قائم دیسک



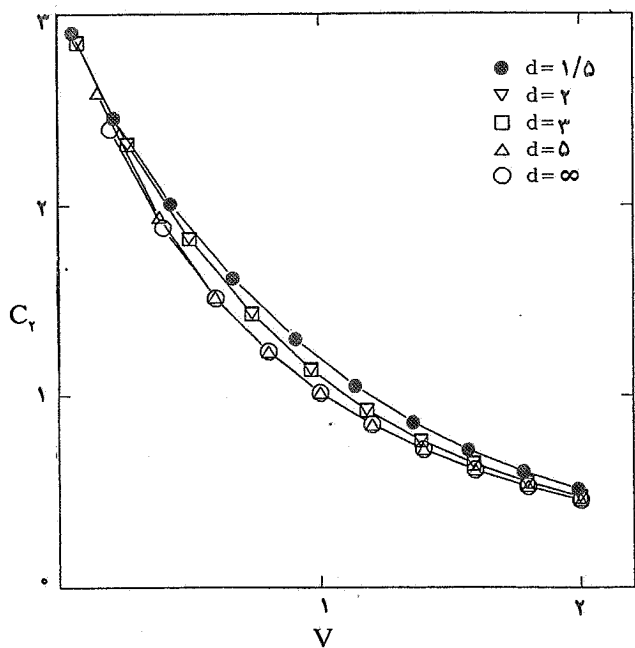
شکل ۱۰- درصد خطای نسبی در محاسبه ضریب میرایی حرکت افقی



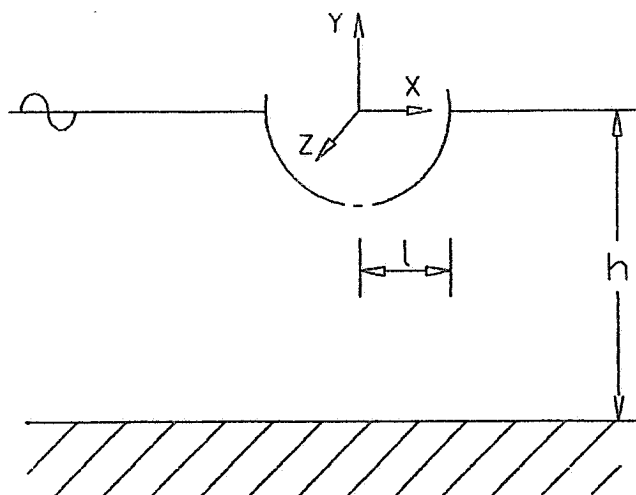
شکل ۱۳ - ضریب نیروی افقی وارد بر کره



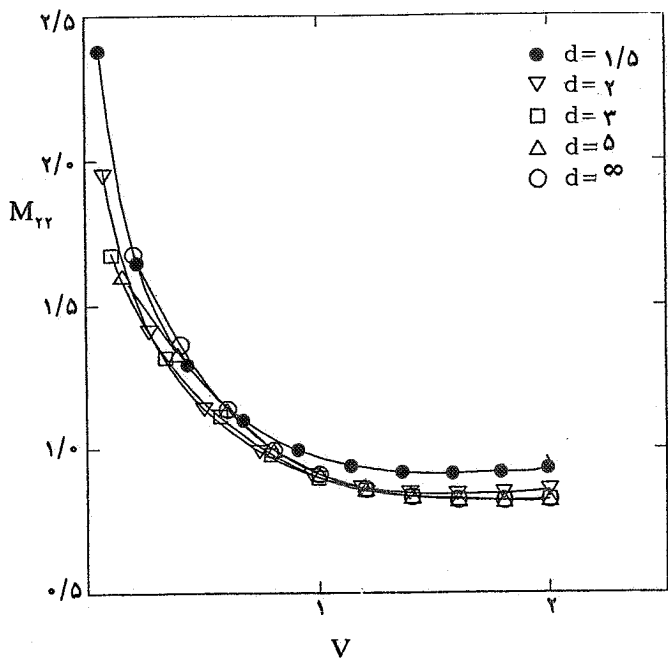
شکل ۱۱ - درصد خطای نسبی در محاسبه میرایی حرکت قائم دیسک



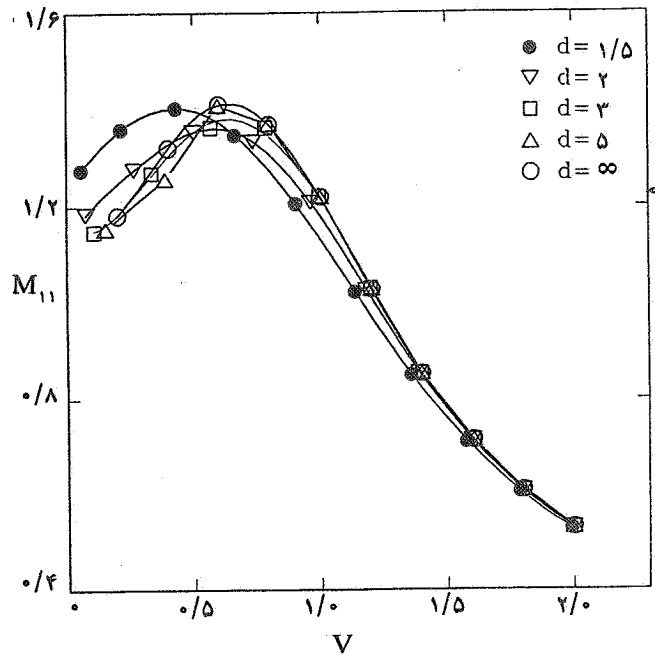
شکل ۱۴ - ضریب نیروی قائم وارد بر کره



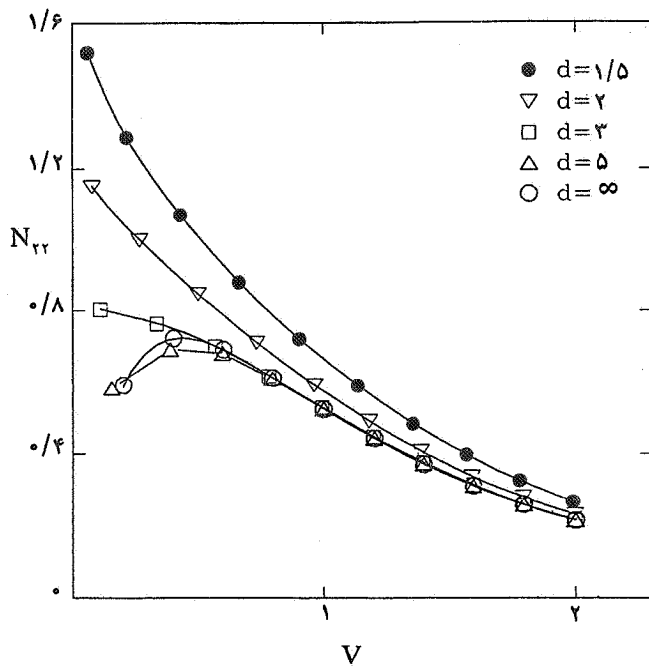
شکل ۱۲ - کره شناور



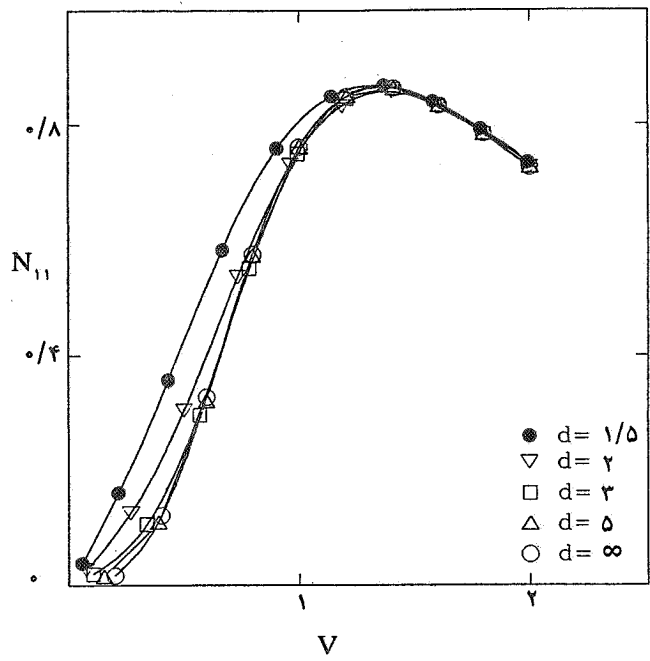
شکل ۱۷ - ضریب جرم مجازی حرکت قائم کره



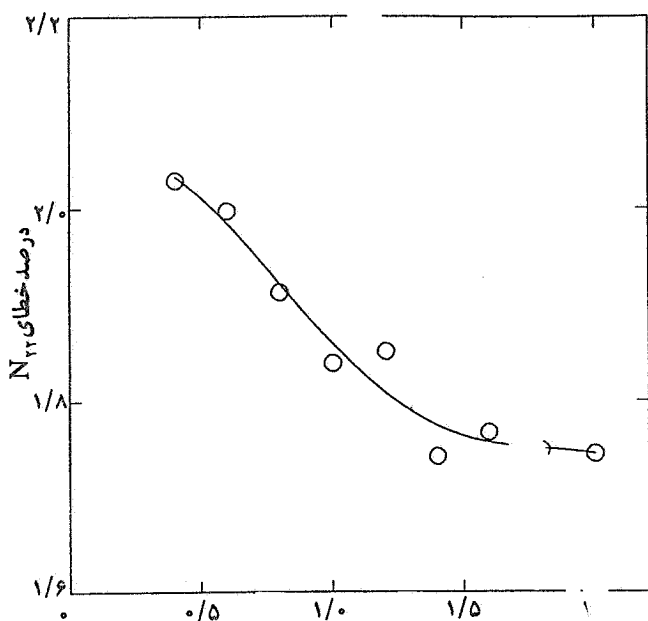
شکل ۱۵ - ضریب جرم مجازی حرکت افقی کره



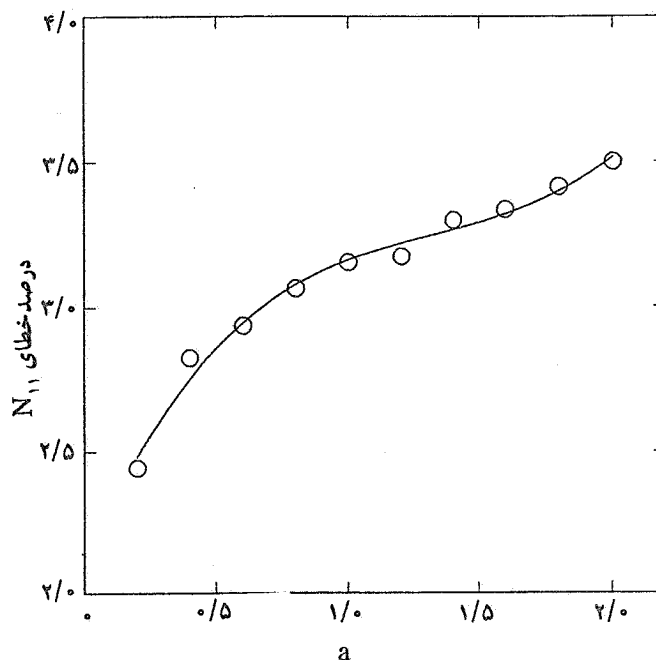
شکل ۱۸ - ضریب میرایی حرکت قائم کره



شکل ۱۶ - ضریب میرایی حرکت افقی کره



شکل ۲۰ - درصد خطای نسبی در محاسبه میرایی حرکت قائم کره



شکل ۱۹ - درصد خطای نسبی در محاسبه ضریب میرایی حرکت افقی کره

مراجع

۱. زمانی، ا.ر.، "هیدرودینامیک اجسام بزرگ در دریا به کمک توزیع چشمه و چاههای سه بعدی"، رساله کارشناسی ارشد، دانشگاه صنعتی اصفهان، دانشکده مهندسی مکانیک، ۱۳۷۳.

2. Sarpkaya, T., and Isaacson, M., *Mechanics of Wave Forces on Offshore Structures*, 3rd, pp. 381-483, Van Nostrand Reinhold Company, New York, 1984.

3. Wehausen, J.V., and Laitone, E.R., "Surface Waves," *Encyclopedia of Physics*, Vol. 9, Springer-Verlag, Berlin, pp.446-778, 1960.

4. McCamy, R. C., and Fuchs, R. A., "Wave Forces on Piles-a Diffraction Theory," *Beach Erosion Board Tech. Mem. No. 69*, 1954.

5. Hogben, N., and Standing, R. G., "Experience in Computing Wave Loads on Large Bodies," *Proceedings of the Offshore Tech. Conf.*, Houston, Vol. 2, p. 431, 1975.

۶- زمانی، ا.ر. و سعیدی، م.س.، "استخراج ضرایب

هیدرودینامیکی سازه‌های شناور یا ثابت به کمک توزیع چشمه و چاههای سه بعدی"، سومین کنفرانس دینامیک شاره‌ها، تهران، دانشگاه صنعتی شریف، ص ۲۴۱-۲۵۷، ۱۳۷۳.

7. Garrett, C. J. R., "Wave Forces on a Circular Dock," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.46, pp. 129-139, 1971.

8. Haskind, J. D., "The Exciting Forces and Wetting of Ship in Waves," (in Russian), *Isvestra Akademicheskikh Nauk SSSR, Otdelenie Tekhnicheskikh Nauk*, No.7, pp.65-78, 1955.

9. Newman, J. N., "The Exciting Forces on Fixed Bodies on Waves," *Journal of Ship Research*, Vol. 8, pp. 10-17, 1962.

10. Havelock, T., "Waves Due to a Floating Sphere Making Periodic Heaving Oscillations," *Proceedings of Royal Society, London*, 231, Sec.A, 1-7, 1955.