RICARDO PEREIRA

INTRODUÇÃO AO ESTUDO DO COMPORTAMENTO NO MAR DE PLATAFORMAS SEMI-SUBMERSÍVEIS DE DUPLO CASCO. MÉTODO PARA DETERMINAÇÃO DOS COEFICIENTES DAS EQUAÇÕES DO MOVIMENTO.

Dissertação apresentada à Escola Politécnica da USP para a obtenção do Título de Mestre em Engenharia.

São Paulo, 1982

RICARDO PEREIRA

Eng. Naval, Escola Politécnica da USP, 1979

INTRODUÇÃO AO ESTUDO DO COMPORTAMENTO NO MAR DE PLATAFORMAS SEMI-SUBMERSÍVEIS DE DUPLO CASCO. MÉTODO PARA DETERMINAÇÃO DOS COEFICIENTES DAS EQUAÇÕES DO MOVIMENTO

Dissertação apresentada à Escola Politécnica da USP para a obtenção do Título de Mestre em Engenharia.

Orientador: Prof.Jorge Pinheiro da Costa Veiga
Professor Visitante do Departamento de Engenharia Naval da EPUSP.

São Paulo, 1982

A
meus pais.

AGRADECIMENTOS

O autor deseja manifestar o seu reconhecimento a todos que contribuíram direta ou indiretamente na execução deste trabalho.

Justo seria, porém, registrar seus sinceros agradecimentos às seguintes entidades e pessoas, pela inestimável e especial colaboração:

À *FAPESP* - Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo, pelo suporte financeiro e contínuo apoio e compreensão;

À *DET NORSKE VERITAS*, pelo apoio material e científico, permitindo o autor fazer uso de seus recursos computacionais e técnicos no período compreendido entre janeiro e março de 1981, em Oslo, Noruega;

Aos pesquisadores *Jan Mathisen* e *Ragnvald Børresen*, da Research Division (Section for Hydrodynamics) da Det Norske Veritas, pelas proveitosas sugestões e dados técnicos, que contribuíram de forma decisiva na conclusão deste trabalho;

À *DINAV* - Divisão de Engenharia Naval do Instituto de Pesquisas Tecnológicas que, por intermédio do Professor Dr. *Toshi-Ichi Tachibana*, sempre atendeu de maneira solícita às proposições do autor;

Ao Prof. *Jorge Pinheiro da Costa Veiga*, pelo paciente encargo de orientação e estímulos;

Ao Prof.Titular *Alfredo Coaracy Brazil Gandolfo*, Chefe do Departamento de Engenharia Naval da Escola Politécnica, e aos demais Colegas do Departamento, pelos incentivos recebidos;

Ao Engº *Mardel Bongiovanni de Conti*, por suas observações e proveitosas discussões;

Ao Engº *Flavius Portella Ribas Martins*, pelo auxílio na prepação do programa de computador;

À Srta. *Jane Rodrigues Vieira*, pelo exímio trabalho de datilografia e valiosas sugestões na composição desta dissertação;

À Sra. *Marlei Silveira de Araújo da Silva*, pelos excelentes trabalhos de ilustração;

À Srta. *Maria Euphrazia Martins*, pela atenciosa e paciente normalização bibliográfica;

e finalmente, a todos os Amigos que, de uma forma ou outra, concorreram para a elaboração desta dissertação.

O autor

R E S U M O

Este trabalho contém uma descrição de vários métodos disponíveis para o cálculo de forças excitantes induzidas por ondas,e forças internas entre os pontões de uma plataforma semi-submersível de duplo casco. Têm-se por hipóteses velocidade zero e águas profundas. Problemas relacionados com a avaliação da distribuição das forças de difração são discutidos.

A aplicação de métodos de equações integrais (ou métodos de "fontes/sorvedouros"), para a solução do problema estacionário do movimento forçado, apresenta falhas na solução na vizinhança de um número discreto, infinito, de freqüências irregulares. Várias alternativas para superar este problema são apresentadas.

Esses métodos foram incorporados em um novo programa de computador (NVPONT),e os resultados obtidos por este programa foram comparados aos de um programa de teoria bidimensional (2D) de faixas (NV407), e a dados de um programa baseado na teoria tridimensional (3D),(NV459). Ambos os programas foram desenvolvidos pela Det Norske Veritas.Discrepâncias consideráveis foram encontradas entre as teorias 2D e 3D, para freqüências próximas à ressonância e para pequenos comprimentos de onda. Em geral os resultados apresentaram boa concordância.

A B S T R A C T

This study contains a description of various strip theory methods available for calculation the wave excting forces and wave - induced internal forces on twin pontoon semisubmersibles. Zero speed and deep water is assumed. Problems associated with evaluation of the distribuction of the difraction forces are discussed.

The application of integral equation (or "sink/source") techniques in solving the steady state forced motion problem leads to break - down of the solution in the vicinity of a discrete, infinite set of "irregular " frequencies. Various attempts to overcome this problem are presented.

These methods have been incorporated in a new computer program (NVPONT), and the results obtained by this program have been compared to an existing strip theory program (NV407), and data from a program based on 3D theory (NV459). Both programs have been developed by Det Norske Veritas. Substantial discrepancies were discovered between 2D and 3D theory near resonance and for the shortest waves, otherwise the results agreed well.

Í N D I C E

LISTA DE FIGURAS

Observação: As figuras que constituem o Apêndice A.IV estão relacionadas e descritas brevemente no final do mesmo. (pág.A.IV.35).

LISTA DE TABELAS

CAPÍTULO I

IDENTIFICAÇÃO DO COMPORTAMENTO NO MAR DE PLATAFORMAS SEMI-SUBMERSÍVEIS - INTRODUÇÃO

I.1 INTRODUÇÃO

As primeiras operações marítimas de produção e prospecção consistiam basicamente de uma extensão das atividades com base em terra, adentrando-se em águas adjacentes. O conceito de uma plataforma oceânica, como sendo uma unidade de flutuação estável, e tendo como característica movimentos de pequena amplitude, foi introduzido já em 1920 por St.Denis e Almendinger |14|. Hoje as plataformas oceânicas são projetadas para cumprir uma série de missões, entre as quais as mais importantes são coleta de minerais, perfuração de campos petrolíferos, lançamento de tubulações e trabalhos de suporte e pesquisa.

Em águas rasas, próximas à costa, plataformas de concreto e mesmo de madeira podem ser adequadas para o suporte de equipamentos de produção e perfuração. Nas décadas de 1950 e 1960, plataformas de aço foram fabricadas e instaladas em profundidades de 30 a 60 m. Na década de 1970,com o descobrimento de óleo no Mar do Norte, foi delineada a segunda geração de plataformas oceânicas. Profundidades altas e condições ambientais adver sas resultaram no projeto de plataformas sofisticadas e de elevado custo , consistindo basicamente de estruturas de aço ou de concreto. Embora a maioria dos projetos tenham sido para profundidades entre 90 e 150m, hoje, no Golfo do México por exemplo, há um projeto em execução para 305m de profundidade. Dificuldades de engenharia relacionadas com o aumento da lâmina d'água podem ser resolvidas, mas a alto custo. Em geral, 150 a 220m pode ser considerado um limite prático para estruturas fixas sob severas condições ambientais. Para condições médias este limite pode ser ampliado para 220 a 275m |8|.

Devido a esses problemas e, tendo em vista a mobilidade requerida na fase de pesquisa, tornou-se de grande interesse o desenvolvimento de estruturas móveis.

As plataformas semi-submersíveis foram originariamente introduzidas partindo da idéia que os movimentos induzidos na estrutura por ondas seriam minimizados se uma grande parte da plataforma estivesse totalmente submersa,a uma profundidade onde os efeitos de onda seriam menores.De uma maneira ampla pode-se identificar um semi-submersível quando o volume de deslocamento é maior do que o produto do calado pela área do plano de flutuação.

Essas plataformas podem ser conectadas ao fundo do mar por cabos pretensionados ou por um sistema de amarras convencional ou ainda serem livres e estacionárias através de um sistema propulsivo próprio.

São feitas a seguir algumas considerações sobre o projeto de plataformas semi-submersíveis,tendo como objetivo salientar-se as implicações do cálculo dos movimentos.

Do ponto de vista técnico a escolha de uma configuração de uma plataforma semi-submersível próxima do ótimo envolve vários aspectos que podem ser resumidos em alguns requisitos básicos:

- A plataforma deve manter-se estável sob todas as condições am bientais.

- Variações nas tensões nos cabos ou nas amarras devem ser evitadas.
- Os movimentos devem ser minimizados.
- As freqüências naturais de oscilação não devem estar próximas da gama de freqüências de excitação.
- A geometria da plataforma deve ser tal a minimizar o aço estrutural.
- Deve ser escolhida uma geometria de modo a se evitarem problemas no local e no método de fabricação.

Desde que as principais dimensões da embarcação tenham sido determinadas, baseadas em requisitos de estabilidade e capacidade, estudos preliminares dos movimentos devem ser realizados. Isso é feito de maneira a garantir-se amplitudes satisfatórias, tanto do ponto de vista operacional quanto econômico.

O desempenho econômico é em si mesmo difícil de definir-se, visto que a construção e a operação de uma plataforma envolvem um amálgama de fatores, muitos dos quais não estão relacionados diretamente com os movimentos ou com o comportamento estrutural e hidrodinâmico. Entretanto, o custo inicial e o número de dias parados por ano devidos a movimentos excessivos ou falhas estruturais devem ser considerações primárias para uma tomada de decisão.

É com essa motivação que se vêm realizando estudos sobre a aplicação de métodos de previsão do comportamento do navio no mar, agora extendidos e adaptados a plataformas oceânicas.

Há uma série de métodos desenvolvidos para a solução deste problema. Alguns se adaptam melhor a determinados tipos de plataformas. Um re sumo bibliográfico elucidativo dos métodos teóricos disponíveis para cálculo de movimentos e avaliação de esforços hidrodinâmicos induzidos por ondas é apresentado a seguir.

I.2 RESUMO BIBLIOGRÁFICO

A teoria original de faixas ("strip theory") apresentada por Korvin-Kroukovsky e Jacobs em 1957 |52|, para os movimentos verticais de arfagem e caturro, foi a primeira teoria de cálculo de movimentos de navios suficientemente apurada para aplicações numéricas em engenharia. No ano posterior Jacobs |40| extendeu esta teoria para a previsão dos esforços verticais de cisalhamento e momentos fletores induzidos em navios por ondas regulares de proa. Desde então a teoria de faixas tem sido usada extensivamente no cálculo de movimentos e de cargas hidrodinâmicas.

A hipótese básica da teoria de faixas é que, para um casco fino, onde uma das dimensões é pequena comparada ao comprimento, o escoamento em qualquer secção transversal é independente de outras secções. Assim,o complicado problema do escoamento tridimensional é reduzido a um problema bidimensional no plano transversal.

Extensões da teoria original de Korvin-Kroukovsky foram independentemente desenvolvidos por:Söding|96|;Salvesen et alii |91|;Tasai,F. e Takaki,M. ; Borodai e Netsvetayev |5|. As novas teorias de faixas podem ser aplicadas para previsão dos movimentos de guinada, deriva e balanço.

Quando utilizada juntamente com o princípio da superposição,aplicado pioneiramente ao problema do movimento do navio por St.Denis e Pierson, a teoria linear de faixas revela-se particularmente útil. De acordo com o princípio da superposição, a previsão do comportamento em mar realístico a leatório pode ser obtida pela composição de respostas a ondas regulares.

Alguns procedimentos computacionais pioneiros para a previsão dos esforços induzidos por ondas e para o cálculo das amplitudes de movimentos específicos para plataformas semi-submersíveis foram desenvolvidos por exemplo por Burke |7|, Paulling |86| e Hooft |36|.

Todos esses métodos admitem algumas hipóteses básicas no que concerne à avaliação das forças hidrodinâmicas exercidas pelo fluido na estrutura, a saber:

(1) A estrutura pode ser subdividida em diversos subelementos de forma geométrica simples, principalmente cilindros esbeltos e corpos de pequeno volume, como esferas e elipsóides.

(2) As distâncias entre os elementos são grandes comparadas com as dimensões das suas áreas seccionais. Isso implica que a interferência hidrodinâmica ou interação entre os elementos é desprezada, e as forças em um elemento podem ser avaliadas supondo-se que as outras partes da estrutura não estão presentes.

(3) As dimensões características das secções transversais típicas são pequenas quando comparadas com o comprimento da onda incidente. As pressões, velocidades e acelerações na superfície do elemento podem ser aproximadas pelos valores nominais computados na linha de centro do elemento.

(4) As partes principais dos elementos estão submersas e portanto efeitos de superfície não são considerados e valores de massa adicionada e amortecimento são calculados considerando-se fluido infinito.

A formulação de Morison |68| é frequentemente utilizada para o cálculo das forças em um membro cilíndrico. Desde que o arrasto viscoso é apresentado como proporcional ao quadrado da velocidade, é necessário introduzir-se um coeficiente de arrasto linear para a utilização do sistema de equações lineares do movimento da estrutura. Esse coeficiente linear é função da amplitude do movimento, resultando na necessidade de um processo iterativo para a solução das equações.

Nas figuras I.1 e I.2 são apresentados dois exemplos de semi-submersíveis para os quais as considerações acima se mostraram razoáveis.

Uma extensão desta teoria básica é apresentada por Kim |49|. Em seu método a estrutura é ainda dividida em diversos elementos, todos com geometrias bastante simples e suficientemente distantes, de modo a desprezar-se os efeitos de interação. As forças hidrodinâmicas são calculadas pela teoria de faixas, amplamente utilizada para os cálculos dos movimentos de navios. Os resultados apresentados por Kim são para uma plataforma semi submersível consistindo de dois cascos principais tipo submarino (Fig.I.3) com colunas verticais espaçadas e alguns membros diagonais. A aplicação da teoria de faixas juntamente com o método para a determinação das forças em uma secção mostrou-se apropriada. Cada um dos cascos, neste caso, foi considerado como corpo fino. Os efeitos de superfície livre são considerados mas não há interação entre os corpos. O seu método de cálculo das forças em membros diagonais e nas colunas verticais é questionável desde que as hipóteses da teoria de faixas são consistentes apenas para corpos finos no sentido longitudinal.

Recentemente foram propostas e construídas novas plataformas semi-submersíveis que podem ainda ser consideradas como constituídas de diversos elementos, mas para as quais nenhuma das quatro condições (esbeltez, elementos esparsos, secções transversais de dimensões reduzidas, principais elementos submersos) são satisfeitas. Um exemplo de tais plataformas é o semi-submersível descrito por Goren |28| e apresentado na Fig.I.4.

A plataforma consiste essencialmente em um catamarã semi-submersível com dois cascos paralelos de secção transversal retangular e um convés de trabalho suportado por três colunas verticais de cada lado. A boca de cada casco é da mesma ordem de grandeza do espaçamento entre eles, e a altura entre a superfície livre e o convés é similar ao seu pontal. Efeitos de interação entre os convés e efeitos de superfície livre serão, sem dúvida alguma, importantes quando uma embarcação deste tipo for submetida a excitações de ondas. É de se esperar, portanto, que os procedimentos computacionais existentes que foram desenvolvidos para semi-submersíveis "convencionais" se mostrem inadequados.

O tipo de análise que oferece a possibilidade de um modelo teórico mais apurado para avaliação das forças hidrodinâmicas nesses submersíveis é similar ao desenvolvido para navios tipo catamarã, utilizando-se a teoria de faixas. Por este procedimento o escoamento em cada secção é aproximado por uma representação bidimensional. Tanto o efeito de superfície livre quanto a interação entre os dois cascos podem ser considerados. Os métodos de Frank e Potash podem ser facilmente modificados para representar um par simétrico de corpos submersos de modo a obter os coeficientes bidimensionais das forças do fluido. As bases teóricas para esta modificação foram publicadas por Lee |55| . Para uma descrição original dos métodos mencionados, aplicados a cascos simplês, devem ser consultadas as referências |25| e |89| .

A utilização da teoria de faixas para previsão de movimento de embarcações tipo catamarã foi empregada por Lee e Pien |88| e Nordestrøm, Faltinsen e Pedersen |70| . Um procedimento diferente para duplo casco foi apresentado por Ohkusu, M. Em geral, a teoria de faixas parece fornecer uma boa aproximação para os movimentos induzidos por ondas em navios, como pode ser verificado pelos resultados experimentais de Ohkusu |79| , Nordes trøm et alii e Jones |43|. No caso de semi-submersíveis entretanto as conclusões são menos claras.

A representação apropriada das colunas verticais apresenta outro problema. Se as colunas se estenderem por uma porção significativa do casco, elas podem ser consideradas como extensões destes e incluídas nas faixas bidimensionais do modelo. Esse procedimento foi, de fato, seguido por Lee no estudo do comportamento de um navio "SWATH" (embarcação de duplo casco, com pequena área do plano de flutuação). Para o tipo de plataforma citado anteriormente, entretanto,as dimensões das colunas são tais que interferências entre colunas adjacentes e,talvez com menor intensidade, entre as colunas e os cascos existirão. Paulling e Hong |87| abordaram em um estudo comparativo o problema de interação entre as colunas.

Os trabalhos realizados especificamente com o emprego da teoria de faixas constituiram uma primeira abordagem do problema. As hipóteses admitidas reduziram as dificuldades. Em conseqüência os resultados obtidos , embora promissores, devem ser encarados dentro de certas limitações.

I.3 OBJETIVO

O objetivo básico deste trabalho é realizar uma investigação sobre a determinação dos coeficientes hidrodinâmicos das equações do movimento de plataformas semi-submersíveis de duplo casco sob a ação de ondas senoidais, utilizando-se a teoria de faixas. Pretende-se apresentar um procedimento de cálculo, consubstanciado em um programa de computador, implementado a partir de segmentos do programa NV407 da Det Norske Veritas.

I.4 DELINEAMENTO DO TRABALHO

Procura-se colocar em uma seqüência lógica os conhecimentos analíticos necessários à resolução do problema proposto e à interpretação dos resultados.

Inicialmente, no capítulo II, são desenvolvidas as equações do movimento em um sistema de referências fixo. Para tanto, são feitas as aproximações necessárias de modo a exprimir as forças e quantidades envolvidas neste sistema. A formulação das equações é limitada a respostas lineares do semi-submersível, como corpo rígido, a forças e momentos excitantes harmônicos, assumidos como contribuição apenas de ondas de superfície. O sistema algébrico resultante (II.23), de seis equações lineares complexas, introduz o problema de determinação dos esforços excitantes e restauradores, objeto de estudo dos capítulos subsequentes.

Ainda no capítulo II, as equações do movimento são formuladas para dois pontões flutuando livremente, tendo em vista o interesse prático de determinar-se os coeficientes de interação hidrodinâmica para duas estruturas flutuantes próximas. Na verdade, as equações para um corpo rígido são apresentadas como um caso particular das equações para dois corpos livres flutuando. No final do capítulo, desenvolve-se uma solução analítica, na forma matricial, para o sistema de equações obtido.

No capítulo III é estabelecido o problema potencial de equações diferenciais, com apropriadas condições de contorno, para a determinação dos esforços excitantes e restauradores. Os fundamentos teóricos de um escoamento potencial, para um corpo rígido, sob a ação de ondas infinitesimais, são apresentados no Apêndice A.I. Em seguida desenvolve-se o método de Jan Mathisen e C.A.Carlsen de explicitação das componentes dos esforços excitantes. Estes são subdivididos em forças de difração, conseqüência da perturbação das ondas incidentes pela estrutura e forças de Froude-Kriloff, calculadas integrando-se as pressões dinâmicas devidas a ondas, sem perturbação, sobre o corpo flutuante. Os esforços restauradores hidrodinâmicos são expressos em termos dos coeficientes de massa adicionada e de amortecimento. Desenvolve-se adicionalmente expressões para os coeficientes de interação hidrodinâmica para dois cascos flutuando livremente.

O problema da determinação das forças de difração, atuantes em um único pontão, é analisado no capítulo IV. São examinados o método de Mathisen & Carlsen, o método análogo de Ogilvie e adicionalmente é estudada uma solução direta do problema de difração, somente válida para mar de través.

O cálculo efetivo dos coeficientes das equações do movimento pelas expressões, formuladas no capítulo III, depende da obtenção dos potenciais de radiação para o movimento forçado do corpo em águas calmas. O método utilizado, discutido no capítulo V, é o de distribuição de singularidades de Potash. A partir da função de Green de uma fonte puntiforme pulsante obtém-se os potenciais de radiação. As equações integrais necessárias ao desenvolvimento do método, para a determinação dos potenciais, encontram-se no Apêndice A.II. É efetuada uma comparação teórica com o método original de Frank, comprovada com resultados computacionais publicados.

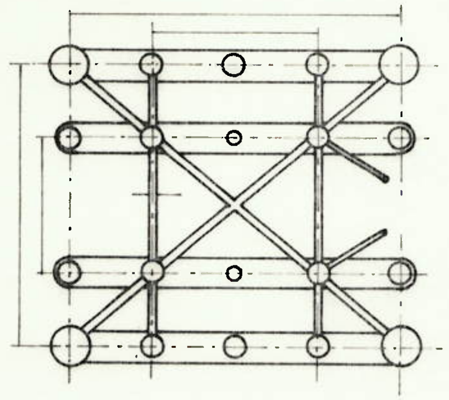
Os métodos de equações integrais de Frank e Potash introduzem o fenômeno da ocorrência de freqüências irregulares, inerentes ao processo de cálculo. No capítulo VI é feita uma análise deste problema, introduzindo-se inicialmente o conceito de freqüências irregulares. São discutidos métodos para a eliminação dessas freqüências de ressonância, baseados na escolha de funções modificadas de Green.

O capítulo VII procura descrever o programa de computador NVPONT, que calcula as forças hidrodinâmicas para cada secção de dois pontões cilindricos paralelos, com velocidade zero, em ondas senoidais, utilizando as expressões e relações apresentadas nos capítulos precedentes. O programa, em linguagem Fortran, constitui o Apêndice A.III.

Os testes efetuados com o programa NVPONT foram sintetizados e analisados no capítulo VIII. A comparação gráfica dos resultados computacionais estão no Apêndice A.IV.

O capítulo IX contém um resumo das conclusões deste trabalho. São ainda apresentadas algumas recomendações sobre testes adicionais a serem realizados com o programa NVPONT, e também sugestões para o prosseguimento da pesquisa.

CORTE A-A



STAFLO

ALTURA METACÊNTRICA LONGITUDINAL	GM_L	10,58 m
" " TRANSVERSAL	GM_T	6,58 m
RAIO DE GIRAÇÃO - BALANÇO		24,77 m
" " " - CATURRO		23,86 m
" " " - GUINADA		28,52 m
VOLUME DESLOCADO	∇	12.700 m^3

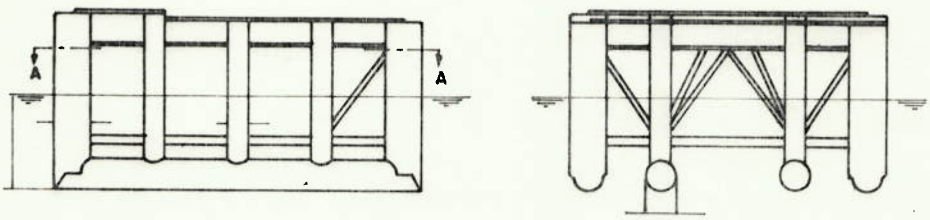
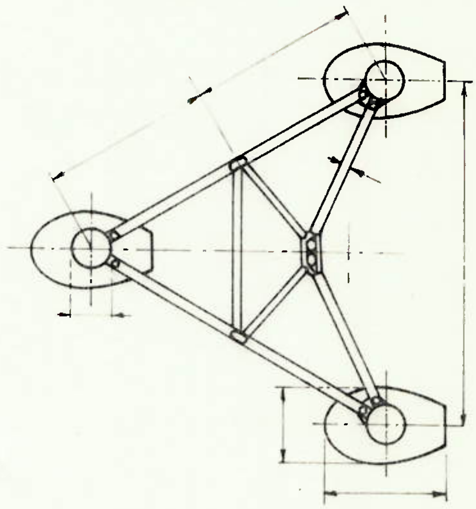


FIG. I.1

CORTE B-B



SEDCO 135

ALTURA METACÊNTRICA LONGITUDINAL	$\overline{GM}_L$	8,20 m
" " TRANSVERSAL	$\overline{GM}_T$	8,53 m
RAIO DE GIRAÇÃO - BALANÇO		36,58 m
" " " - CATURRO		36,58 m
" " " - GUINADA	∇	16.960 m^3

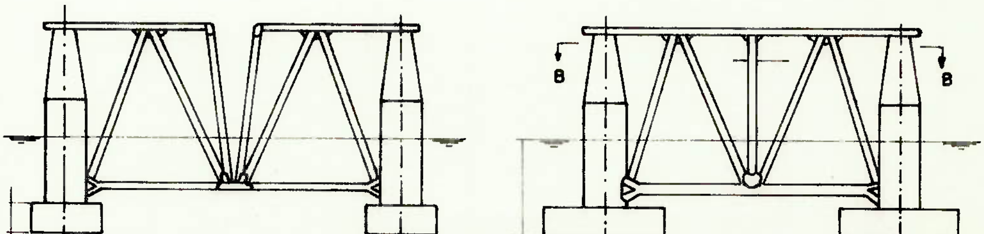
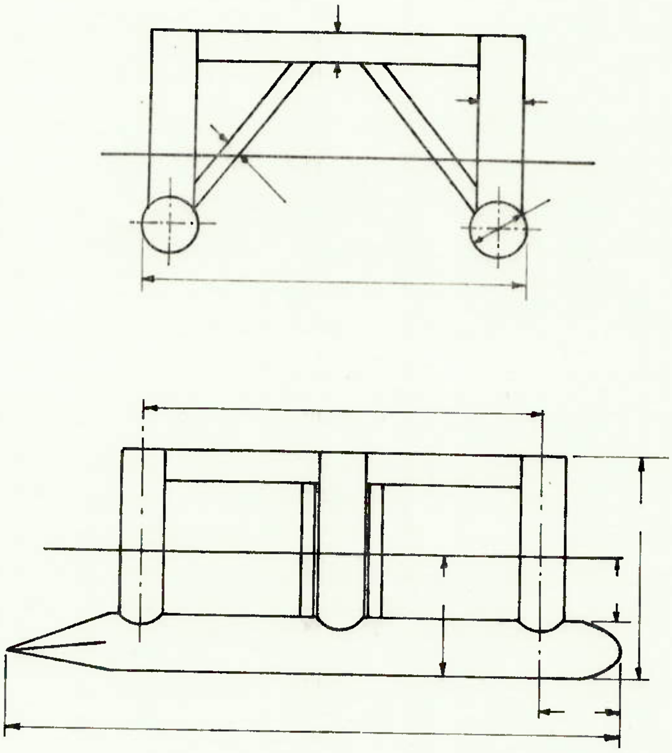


FIG. I.2

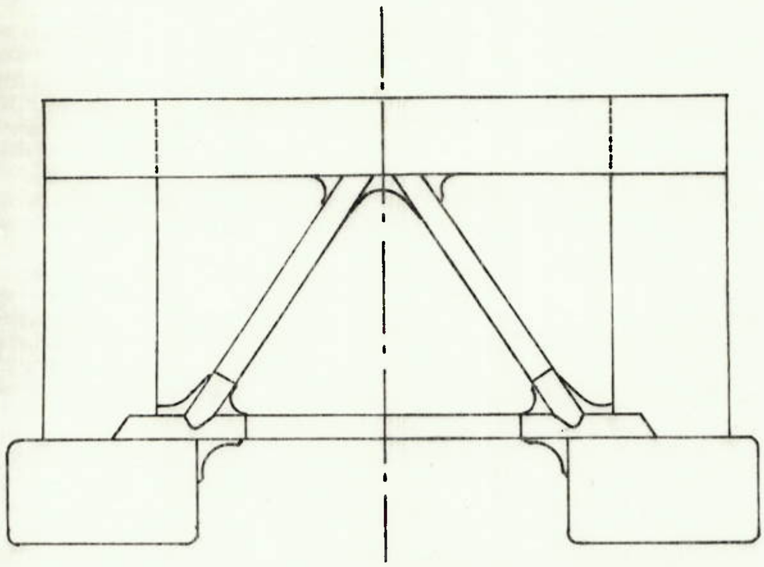


CARACTERÍSTICAS PRINCIPAIS DA PLATAFORMA SCP-III MK 2

2 CASCOS SUBMARINOS	D x L	11,00 m x 119m
6 COLUNAS	Ø	8,00 m
8 BRAÇOS	Ø	3,00 m
CALADO		21,00 m
DESLOCAMENTO		23.144 ton
SISTEMA DE AMARRAÇÃO		8 linhas com constante elástica de 4092 kgf/m
KG		19,00 m
RAIO DE GIRAÇÃO DE CATURRO		32,00 m
PERÍODO NATURAL DE CATURRO		38,5 seg.
PERÍODO NATURAL DE ARFAGEM		20,3 seg.

FIG.I.3

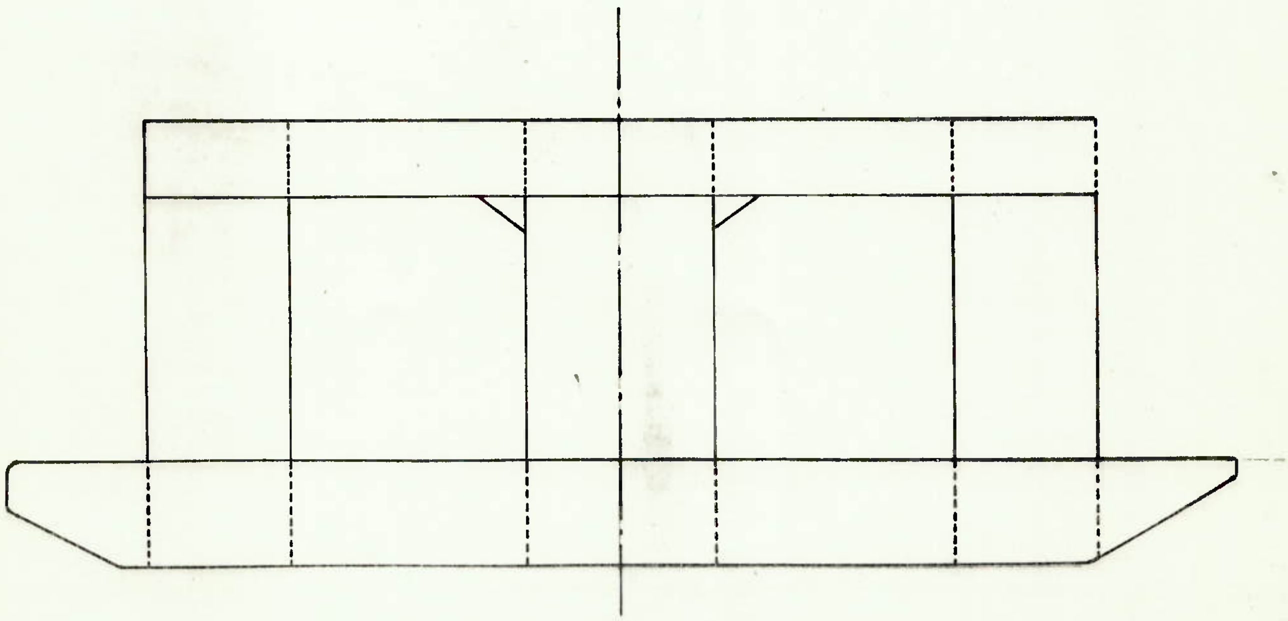
SOUTHERN CROSS



ELEVAÇÃO

CARACTERÍSTICAS:

COMPRIMENTO	79,00 m
BOCA	43,00 m
PONTAL	30,00 m
DESLOCAMENTO EM OPERAÇÃO	16.120 ton
DESLOCAMENTO EM REBOQUE	10.150 ton
CARGA NO CONVÉS	2.000 ton



PERFIL

FIG.I.4

CAPÍTULO II

EQUAÇÕES DO MOVIMENTO

II.1 EQUAÇÕES DO MOVIMENTO PARA UM CORPO RÍGIDO

Os movimentos da plataforma serão expressos como desvios de pequena amplitude em relação a uma posição média. Para tanto é conveniente definir-se dois sistemas de referência.

Seja $O'X_1X_2X_3$ um sistema de eixos ortogonal direto. O' é fixo no centro de gravidade da estrutura, X_3 é perpendicular ao plano $O'X_1X_2$, paralelo à linha d'água média do casco. Em muitos casos é possível fazer uso da simetria, dispondo os eixos de maneira a que um ou mais coincidam com os eixos principais de inércia. É também comum o sistema de referência paralelo a $O'X_1X_2X_3$, com a origem localizada em algum outro ponto. Quantidades definidas neste último sistema podem ser transferidas ao sistema $O'X_1X_2X_3$ por simples transformação de coordenadas.

O segundo sistema de coordenadas, $Ox_1x_2x_3$, é fixo no espaço e ocupa a posição média de $O'X_1X_2X_3$, no deslocamento deste com os movimentos da plataforma. Em geral, é mais conveniente expressar-se as propriedades inerciais e as forças agentes na estrutura no sistema $O'X_1X_2X_3$, pois a geometria da estrutura é fixa neste sistema. Por outro lado, torna-se mais vantajoso expressar-se as equações lineares do movimento no sistema $Ox_1x_2x_3$.

visto que este é um sistema inercial e, em última análise, é interesse obter-se os movimentos da plataforma como pequenos desvios dependentes do tempo em relação a uma posição média. Os deslocamentos lineares do centro de gravidade da posição média podem ser então expressos pelas quantidades $x_{1c}(t)$, $x_{2c}(t)$, $x_{3c}(t)$, medidas no sistema $Ox_1x_2x_3$.

O movimento angular da plataforma será definido em função dos ângulos $\beta_1(t)$, $\beta_2(t)$, $\beta_3(t)$. Esses ângulos são definidos de tal modo que um deslocamento angular entre os dois sistemas de coordenadas , $Ox_1x_2x_3$ e $O'X_1X_2X_3$, pode ser criado imaginando-se a plataforma primeiramente orientada com os dois sistemas coincidindo. Efetua-se uma rotação β_1 em relacão a $O'X_1$ e a seguir uma rotação β_2 através de $O'X_2$. Finalmente, em relação a nova posição de OX_3, uma rotação β_3 . Na referência |63| encontra-se a dedução da matriz de transformação entre os dois sistemas de coordenadas. Na Fig.II.1 o eixo x_3 está voltado ao observador apenas por conveniência de visualização.

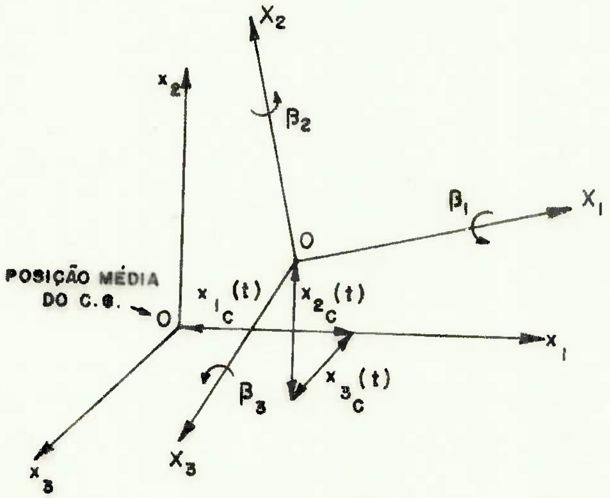


Fig.II.1 - Relação entre os sistemas de coordenadas $Ox_1x_2x_3$ e $O'X_1X_2X_3$.

Para pequenos valores de β_1, β_2, β_3 pode ser verificado que os dois sistemas relacionam-se da seguinte maneira:

$$\begin{Bmatrix} x_1 & - x_{1c}(t) \\ x_2 & - x_{2c}(t) \\ x_3 & - x_{3c}(t) \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -\beta_3 & \beta_2 \\ \beta_3 & 1 & -\beta_1 \\ -\beta_2 & \beta_1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} X_1 \\ X_2 \\ X_3 \end{Bmatrix} \qquad \text{(II.1)}$$

Note-se que a transformação expressa pelas equações (II.1) pode ser aplicada para forças, velocidades assim como para coordenadas.

As equações do movimento podem então ser escritas. É conveniente escrever-se de início as equações para os movimentos de translação em $Ox_1x_2x_3$. Supõe-se portanto que todas as forças agentes no corpo tenham sido expressas nesse sistema. As equações do movimento de translação para a plataforma, como um corpo rígido de massa constante, decorrem da segunda Lei de Newton:

$$F_i = m\,\ddot{x}_{ic} \qquad , \quad i = 1,2,3 \qquad \text{(II.2)}$$

onde

$$x_{ic} = x_{ic}(t)$$

As equações do movimento angular podem ser facilmente escritas no sistema de coordenadas do corpo, $0'X_1X_2X_3$, visto que os momentos e produtos de inércia são constantes neste sistema. Se os momentos externos M'_i são também expressos em $0'X_1X_2X_3$ e, supondo-se que os eixos desse sistema coincidam com os eixos principais de inércia, pode-se escrever as equações de Euler para os movimentos rotacionais. Em notação indicial:

$$(I_i - I_j)\Omega_i\Omega_j - \sum_k (I_k\,\dot{\Omega}_k - M'_k)\,\varepsilon_{ijk} = 0 \qquad \text{(II.3)}$$

onde:

Ω_i = componentes do vetor velocidade angular em $0'X_1X_2X_3$.

I_i = momento de inércia em relação ao eixo X_i

Em uma forma mais geral, em que os eixos do sistema $O'X_1X_2X_3$ não sejam os eixos principais de inércia, as equações de Euler são:

$$M_i' = \sum_{j=1}^{3} I_{ij}\,\dot{\Omega}_j + \theta(\Omega_i\Omega_j) \quad , \quad i = 1,2,3 \qquad \text{(II.4)}$$

onde

I_{ij} = produto de inércia se $i \neq j$ (com sinal negativo)

θ = função do produto $\Omega_i\Omega_j$

Essas equações bem como as afirmações consideradas a seguir encontram-se deduzidas nas referências |63| e |66|.

Deve-se agora obter os momentos M_i' através da matriz de transformação (II.1) em componentes no sistema de coordenadas $O\,x_1x_2x_3$. A transformação de pequenos momentos, entretanto, após eliminarmos produtos envolvendo quantidades pequenas resulta em:

$$M_i = M_i' \qquad \text{(II.5)}$$

De maneira análoga, as componentes da velocidade angular Ω_i em $O'X_1X_2X_3$ podem ser tranformadas em componentes no sistema de coordenadas fixo no espaço. Para pequenas velocidades angulares conclui-se aproximadamente que:

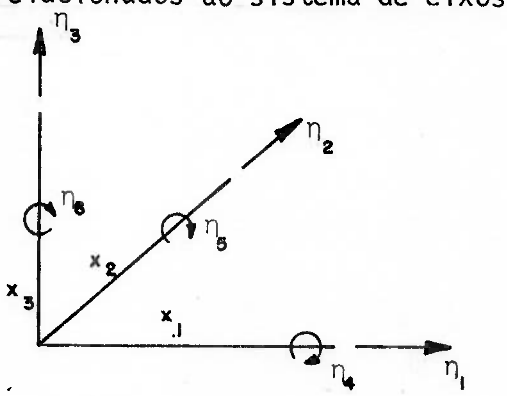
$$\ddot{\beta}_i = \dot{\Omega}_i \qquad \text{(II.6)}$$

Aqui β_i são as componentes em $Ox_1x_2x_3$ de uma pequena rotação da estrutura em relação a um eixo fixo instantaneamente no espaço. Em outras palavras, para pequenos movimentos angulares, aos quais nossa análise se limita, os ângulos de Euler são aproximadamente iguais às componentes da rotação do corpo em um pequeno intervalo de tempo em relação a eixos fixos no espaço. Respectivamente, as velocidades e acelerações angulares são dadas por $\dot{\beta}_i$ e $\ddot{\beta}_i$.

As equações do movimento (II.2) e (II.4) podem ser agora combinadas e escritas no sistema $Ox_1x_2x_3$ na forma:

$$\sum_{k=1}^{6} M_{ik} \ddot{\eta}_k = F_i \quad , \quad i = 1,\ldots,6 \tag{II.7}$$

O índice k está associado aos deslocamentos mostrados na figura abaixo, relacionados ao sistema de eixos cartesianos $Ox_1x_2x_3$.



η_1 - "surge" ou avanço
η_2 - "sway" ou deriva
η_3 - "heave" ou arfagem
η_4 - "roll" ou balanço
η_5 - "pitch" ou caturro
η_6 - " yaw " ou guinada

Fig. II.2 - Deslocamentos associados ao sistema $Ox_1x_2x_3$.

A matriz de massa generalizada, com o centro de gravidade do corpo na origem, é dada por |91| :

$$M_{ik} = \begin{bmatrix} M & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & M & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & I_{44} & -I_{45} & -I_{46} \\ 0 & 0 & 0 & -I_{54} & I_{55} & -I_{56} \\ 0 & 0 & 0 & -I_{64} & -I_{65} & I_{66} \end{bmatrix} \tag{II.8}$$

onde:

M = massa da plataforma

I_{ik} , se i=k momentos de inércia em relação aos eixos $O'X_1X_2X_3$

I_{ik} , se i≠k produtos de inércia em relação aos eixos $O'X_1X_2X_3$

A formulação das equações será limitada agora a respostas lineares do semi-submersível, como corpo rígido, a forças e momentos excitantes harmônicos, supostos como contribuição apenas das ondas de superfície. De modo a justificar a resposta linear do corpo as amplitudes de onda são assumidas pequenas. A profundidade é infinita e não há ventos e correntes apreciáveis que invalidem a hipótese de resposta linear.

Os movimentos da plataforma podem ser descritos, então, pelo sistema de equações (II.9)

$$\sum_{k=1}^{6} M_{ik} \ddot{\eta}_k = F_i \, e^{-j\omega t} \qquad \text{(II.9)}$$

ω = freqüência da onda

j = unidade imaginária

i = direção da força ou momento

k = direção do movimento

M_{ik} = matriz de massa generalizada do corpo

F_i = amplitude complexa das forças ou momentos externos agentes no corpo

η_k = função complexa dos deslocamentos do corpo dada por:

$$\eta_k(t) = \eta_k \, e^{-j\omega t} = (\eta_{k_{re}} + j\eta_{k_{im}})e^{-j\omega t} \qquad \text{(II.10)}$$

onde $\eta_{k_{re}}$ e $\eta_{k_{im}}$ são funções reais e deve ser entendido que sempre que aparecer um produto envolvendo $e^{-j\omega t}$, somente a parte real é para ser considerada.

Assim, $\eta_k(t) = \eta_{k_{re}} \cos \omega t + \eta_{k_{im}} \sin \omega t$ (II.11)

II.2 EQUAÇÕES PARA DOIS PONTÕES CILINDRICOS FLUTUANDO LIVREMENTE

Muitas operações marítimas envolvem o uso de duas ou mais estruturas flutuando nas suas vizinhanças. Algumas situações práticas podem ser citadas:

- navio tanque amarrado a um reservatório flutuante ou a uma instalação de produção.
- navio de suprimento amarrado ao longo de uma barcaça lançadora de tubulações ou a um sistema de perfuração.
- barcaça com módulos de construção flutuando próxima a uma embarcação com dispositivos de elevação de carga, etc.

O comportamento de cada uma dessas estruturas será influenciado, além das possíveis restrições advindas do sistema de amarras ou das conexões, pelos efeitos de interação hidrodinâmicos e aerodinâmicos devidos à estrutura vizinha. Este tópico aborda os efeitos de interação hidrodinâmicos que ocorrem entre duas estruturas flutuando sob a ação de ondas.

As forças do fluido nas estruturas são resultantes dos efeitos de inércia, de gravidade e viscosos. A formulação teórica, apresentada no Apêndice A.I , está baseada na teoria potencial linear, que resulta de não se considerar os efeitos viscosos.

A adoção da teoria potencial linear implica ainda na validade do princípio de superposição. Este assume que a força total do fluido, em uma estrutura flutuando sob a ação de ondas, é igual à soma da força da onda na estrutura estacionária e da força de reação da estrutura oscilando em águas calmas, com a mesma freqüência da onda. Esta última consiste em uma componente hidrostática e uma hidrodinâmica. Uma das três componentes, a força de reação hidrostática, não é afetada pela presença de uma estrutura próxima. As outras duas, a força devida à onda e a força de reação hidrodinâmica, se alteram. O carregamento devido à onda incidente será diferente daquele em um corpo isolado pelo fato de uma estrutura estar situada no campo de difração da outra. Também as forças hidrodinâmicas , que são as forças de reação do fluido induzidas pelo movimento do corpo,são afetadas, desde que as ondas geradas por um corpo em movimento são difratadas e refletidas pela estrutura nas proximidades. Além disso,uma força adicional é exercida devida ao movimento do fluido induzido pelos movimentos do corpo próximo.

No presente estudo serão analisados os efeitos da interação nas forças hidrodinâmicas de reação agentes nos corpos oscilantes.

Seja $Ox_1x_2x_3$ um sistema de eixos ortogonal direto, agora com a origem na superfície livre. Considere-se também os sistemas $G_1y_1y_2y_3$ e $G_2z_1z_2z_3$ definidos na Fig.II.3, fixos nos centros de gravidades dos dois corpos.

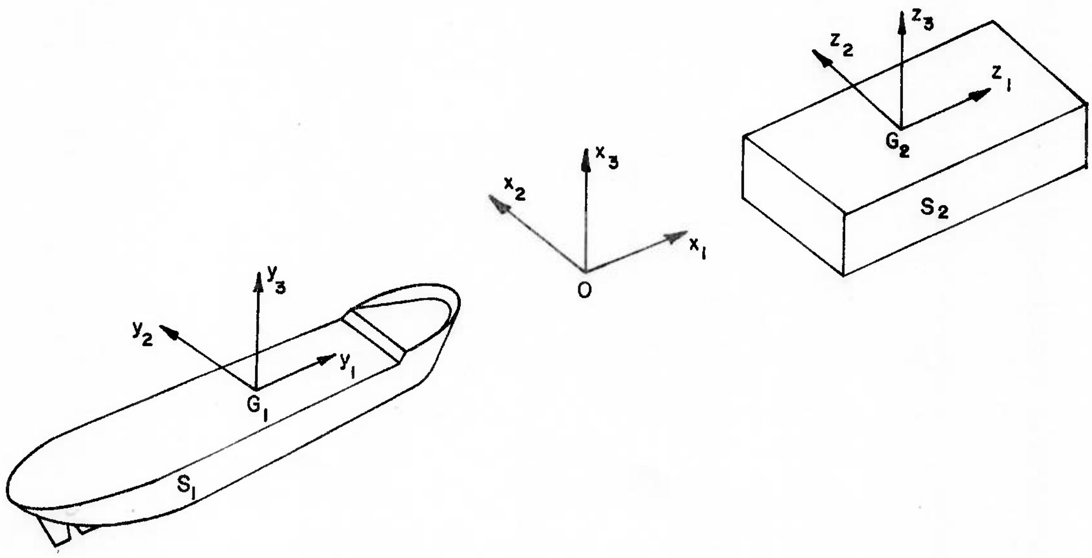


Fig. II.3 - Eixos coordenados para duas estrutura flutuantes.

Os movimentos oscilatórios dos corpos no K-ésimo modo podem ser escritos por:

$$y_k = \bar{y}_k \quad e^{-j\omega t}$$

$$k = 1,\ldots,6 \qquad \text{(II.12)}$$

$$z_k = \bar{z}_k \quad e^{-j\omega t}$$

onde $\bar{y}_k$ e $\bar{z}_k$ são amplitudes complexas.

A segunda Lei de Newton, como deduzido anteriormente, conduzem a seguinte expressão:

$$\sum_{k=1}^{6} M_{ik}^{(1)} \ddot{y}_k = F_i^{(1)} e^{-j\omega t}$$

$$i = 1,\ldots,6 \qquad \text{(II.13)}$$

$$\sum_{k=1}^{6} M_{ik}^{(2)} \ddot{z}_k = F_i^{(2)} e^{-j\omega t}$$

Para movimentos harmônicos em ondas, as forças excitantes devidas ao potencial de onda incidente e de difração podem ser formuladas separadamente, o que está feito no Capítulo III.

As equações do movimento resultam portanto na seguinte forma:

$$\sum_{k=1}^{6} (M_{ik}^{(1)} + A_{ik}^{(1)} + D_{ik}^{(1)})\ddot{y}_k + (B_{ik}^{(1)} + E_{ik}^{(1)})\dot{y}_k + C_{ik}^{(1)} y_k = F_i^{(1)} e^{-j\omega t}$$

$$\sum_{k=1}^{6} (M_{ik}^{(2)} + A_{ik}^{(2)} + D_{ik}^{(2)})\ddot{z}_k + (B_{ik}^{(2)} + E_{ik}^{(2)})\dot{z}_k + C_{ik}^{(2)} z_k = F_i^{(2)} e^{-j\omega t}$$

$$i = 1,\ldots,6 \qquad \text{(II.14)}$$

Nessas equações, A e B são as matrizes dos coeficientes de massa adicionada e de amortecimento, C é a matriz dos coeficientes de restauração hidrostática, e finalmente D e E são as matrizes dos coeficientes de interação hidrodinâmica. F_i agora são as forças excitantes devidas aos potenciais de onda incidente e de difração, provocados pela onda regular incidindo sobre o navio fino em sua posição média.

Os coeficientes de A e B definem as forças hidrodinâmicas restauradoras em um corpo devidas aos movimentos desse mesmo corpo, enquanto os coeficientes de D e E definem forças similares que são oriundas dos movimentos do corpo das proximidades.

Como mostrado no Capítulo III, os coeficientes de massa adicionada e de amortecimento satisfazem as relações de simetria como no caso de um corpo isolado:

$$A_{ik}^{(1)} = A_{ki}^{(1)} \qquad A_{ik}^{(2)} = A_{ki}^{(2)}$$

$$B_{ik}^{(1)} = B_{ki}^{(1)} \qquad B_{ik}^{(2)} = B_{ki}^{(2)} \tag{II.15}$$

Existem também certas relações de simetria para os coeficientes de interação hidrodinâmica:

$$D_{ik}^{(1)} = D_{ki}^{(2)}$$

$$E_{ik}^{(1)} = E_{ki}^{(2)} \tag{II.16}$$

De uma maneira compacta, as equações do movimento para dois cilindros flutuando livremente podem ser expressas na forma matricial:

$$\sum_{m=1}^{2} \sum_{k=1}^{2} \left[(\delta_{\ell,m} M_{i,k}^{(\ell,m)} + A_{ik}^{(\ell,m)}) \ddot{\eta}_k^{(m)} + B_{ik}^{(\ell,m)} \dot{\eta}_k^{(m)} + \right.$$

$$\left. + \delta_{\ell,m} C_{ik}^{(\ell,m)} \eta_k^{(m)} \right] = F_i^{(\ell)} e^{-j\omega t} \tag{II.17}$$

$\ell,m = 1,2$

$i,k = 1,2,\ldots,6$

$$\delta_{\ell,m} = \begin{cases} 0, & \ell \neq m \\ 1, & \ell = m \end{cases}$$

i = direção da força ou momento

k = direção do movimento

ℓ = corpo no qual a força ou momento é exercido

m = corpo em movimento

$M_{ik}^{(m,m)}$ = matriz de massa generalizada do corpo m

$\ell = m \begin{cases} A_{ik}^{(m,m)} & = \text{matriz dos coeficientes de massa adicionada do corpo m} \\ B_{ik}^{(m,m)} & = \text{matriz dos coeficientes de amortecimento do corpo m} \end{cases}$

$\ell = m \begin{cases} A_{ik}^{(\ell,m)} = D_{ik}^{(\ell,m)} \\ B_{ik}^{(\ell,m)} = E_{ik}^{(\ell,m)} \end{cases}$

$C_{ik}^{(m,m)}$ = matriz dos coeficientes de restauração hidrostáticos

$F_j^{(\ell)}$ = amplitude complexa das forças ou momentos excitantes agentes no corpo m

$\eta_k^{(m)}$ = função complexa dos deslocamentos do corpo m

As 12 equações complexas dos movimentos podem ser utilizadas para descrever o movimento em regime permanente de dois corpos flutuando em ondas. A existência de amarras ou outras restrições devidas a conexões podem ser consideradas, se estas tiverem características lineares, pela introdução de constantes elásticas.

II.3 EQUAÇÕES PARA DOIS PONTÕES CILÍNDRICOS RIGIDAMENTE CONECTADOS

No caso de dois cilindros moverem-se conectados rigidamente, as equações do movimento (II.17) são reduzidas a uma forma mais simples, bastando para isso suprimir os índices ℓ e m.

O sistema de coordenadas é o indicado na figura a seguir:

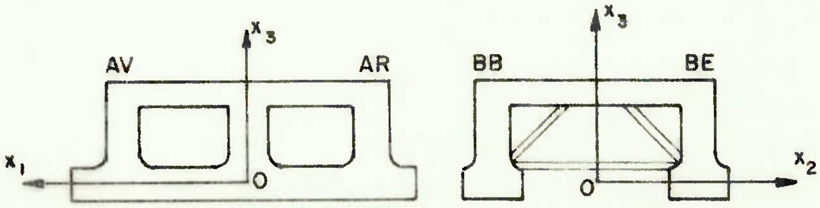


Fig. II.4 - Definição do sistema de coordenadas

O plano Ox_1x_2 é localizado na superfície do mar sem perturbação. Quando o corpo está na posição média o plano Ox_1x_3 coincide com o plano longitudinal de simetria.

Pede-se então escrever:

$$\sum_{k=1}^{6} \left[(M_{ik} + A_{ik})\ddot{\eta}_k + B_{ik}\dot{\eta}_k + C_{ik}\eta_k \right] = F_i \, e^{-j\omega t} \qquad \text{(II.18)}$$

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

Assume-se que a plataforma possua simetria lateral das obras vivas (simetria em relação ao plano Ox_1x_2) e que o centro de gravidade está localizado em $(0,0,\ x_{3c})$. A matriz de massa generalizada é dada então por:

$$M_{ik} = \left[\begin{array}{ccc|ccc} M & 0 & 0 & 0 & Mx_{3c} & 0 \\ 0 & M & 0 & -Mx_{3c} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M & 0 & 0 & 0 \\ \hline 0 & -Mx_{3c} & 0 & I_{44} & 0 & -I_{46} \\ Mx_{3c} & 0 & 0 & 0 & I_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -I_{46} & 0 & I_{66} \end{array}\right] \qquad \text{(II.19)}$$

A simetria lateral implica também em alguns coeficientes de massa adicionada e de amortecimento nulos. No Capítulo III é apresentada a formulação desses coeficientes hidrodinâmicos.

$$A_{ik} \text{ (ou } B_{ik}) = \begin{bmatrix} A_{11} & 0 & A_{13} & 0 & A_{15} & 0 \\ 0 & A_{22} & 0 & A_{24} & 0 & A_{26} \\ A_{31} & 0 & A_{33} & 0 & A_{35} & 0 \\ 0 & A_{42} & 0 & A_{44} & 0 & A_{46} \\ A_{51} & 0 & A_{53} & 0 & A_{55} & 0 \\ 0 & A_{62} & 0 & A_{64} & 0 & A_{66} \end{bmatrix} \qquad \text{(II.20)}$$

Os únicos coeficientes hidrostáticos de restauração remanescentes |55| são:

$$\begin{aligned} C_{33} &= \rho g \, A_W \\ C_{44} &= \rho g \, I_{W_4} - Mg \, \overline{BG} \\ C_{55} &= \rho g \, I_{W_5} - Mg \, \overline{BG} \\ C_{35} &= C_{53} = -\rho g \, M_W \end{aligned} \qquad \text{(II.21)}$$

onde: A_W = área de plano de flutuação

M_W = momento da área do plano de flutuação em relação ao eixo x_2

I_{W_4}, I_{W_5} = momento de inércia da área do plano de flutuação em relação aos eixos x_1 e x_2 respectivamente.

$\overline{BG}$ = distância vertical entre o centro de flutuação e o centro de gravidade do navio na posição média.

Introduzindo-se a matriz de massa generalizada (II.19), os coeficientes de massa adicionada e de amortecimento (II.20) e os coeficientes hidrostáticos de restauração (II.21) nas equações do movimento (II.18) verifica-se que, para uma plataforma simétrica, as equações do movimento se reduzem a dois conjuntos de equações: um conjunto com equações dos movimentos acoplados de avanço, arfagem e caturro e outro para movimentos acoplados de deriva, balanço e guinada.

II.4 SOLUÇÃO DAS EQUAÇÕES DO MOVIMENTO

As equações do movimento (II.18) não são equações diferenciais ordinárias de segunda ordem, pois a amplitude das forças excitantes é função da freqüência e os coeficientes podem também variar com a freqüência. Entretanto, desde que as forças e momentos excitantes sejam funções senoidais, os movimentos, devido à linearidade do modelo adotado, serão também senoidais, com a mesma freqüência.

Fazendo-se:

$$\eta_k(t) = \eta_k \, e^{-j\omega t} = (\eta_{k_{re}} + j\eta_{k_{im}}) \, e^{-j\omega t} \qquad \text{(II.22)}$$

e introduzindo-se em (II.18), o resultado é um sistema algébrico de seis equações lineares complexas.

$$\sum_{k=1}^{6} [-(M_{ik} + A_{ik})\omega^2 - j\omega B_{ik} + C_{ik}] \, \eta_k = F_i \qquad i=1,\dots,6 \qquad \text{(II.23)}$$

Explicitando-se (II.23) nas partes real e imaginária obtém-se na forma matricial:

$$([C] - ([M] + [A])\omega^2)\{\eta\}_{re} + [B]\omega\{\eta\}_{im} = \{F\}_{re}$$

$$([C] - ([M] + [A])\omega^2\{\eta\}_{im} - [B]\omega\{\eta\}_{re} = \{F\}_{im} \tag{II.24}$$

Resolvendo-se o sistema de equações algébrico (II.24) as amplitudes real e imaginária dos movimentos são obtidas:

$$\{\eta\}_{re} = [[J]_{im}^{-1}[J]_{re} + [J]_{re}^{-1}[J]_{im}]^{-1}\{[J]_{im}^{-1}\{F\}_{re} + [J]_{re}^{-1}\{F\}_{im}\}$$

$$\{\eta\}_{im} = [[J]_{im}^{-1}[J]_{re} + [J]_{re}^{-1}[J]_{im}]^{-1}\{[J]_{im}^{-1}\{F\}_{im} - [J]_{re}^{-1}\{F\}_{re}\} \tag{II.25}$$

onde,

$$[J]_{re} = [C] - ([M] + [A])\omega^2$$

e

$$[J]_{im} = -[B]\omega$$

Os movimentos da plataforma em ondas senoidais lineares podem então ser expressos por:

$$\eta_k(t) = \eta_k \cos(\omega t + \delta_k) \tag{II.26}$$

onde

$$\eta_k = (\eta^2_{k_{re}} + \eta^2_{k_{im}})^{1/2}$$

$$\delta_k = \tan^{-1}(-\eta_{k_{im}}/\eta_{k_{re}})$$

As velocidades e acelerações do movimento são obtidas simplesmente multiplicando-se as amplitudes complexas dos deslocamentos por $-j\omega$ e

$-\omega^2$, respectivamente.

As amplitudes complexas de movimento vertical absoluto, $\eta_V^{(A)}$, e relativo, $\eta_V^{(R)}$ de um ponto (x_1, x_2, x_3) da plataforma são dadas por:

$$\eta_V^{(A)} = \eta_3 + x_2\eta_4 - x_1\ \eta_5 \qquad \text{(II.27.a)}$$

$$\eta_V^{(R)} = \eta_V^{(A)} - \zeta \qquad \text{(II.27.b)}$$

onde ζ é a amplitude complexa da onda incidente,

$$\zeta = A\ e^{jK\ (x_1\ \cos\beta\ -\ x_2\ \sin\beta)} \qquad \text{(II.28)}$$

A = amplitude da onda

K = número de onda

β = ângulo de incidência, em relação ao eixo x_1 no sentido horário (Fig.III.1).

A equação (II.27.b) resulta de uma aproximação, pois foram desprezadas as deformações da elevação da onda ao longo do corpo devidas à difração da onda pelo corpo e às ondas geradas pelo próprio movimento.

Para o movimento transversal é possível escrever-se de maneira análoga:

$$\eta_H^{(A)} = \eta_2 + x_1\eta_6 - x_3\ \eta_4 \qquad \text{(II.29)}$$

Conhecidos os movimentos, pode-se definir as funções de resposta em freqüência ou funções de transferência do sistema.

$$|H_{\eta_k}(\omega,\beta)| = \frac{|\eta_k|}{A} \qquad k = 1,2,\ldots,6 \qquad \text{(II.30)}$$

É comum definir-se ORA, operador de resposta em amplitude, como a própria função de transferência do sistema:

$$ORA = \left[\frac{|\eta_k|}{A}\right] \qquad k = 1,2,\ldots,6 \tag{II.31}$$

Determinados os ORA para os movimentos, todos os valores deles dependentes podem ser calculados, como por exemplo algamento do convés, o corrência de culapada e emersões do propulsor.

CAPÍTULO III

DETERMINAÇÃO DOS ESFORÇOS EXCITANTES E RESTAURADORES

III.1 INTRODUÇÃO

As forças de um fluido em uma estrutura são determinadas por efeitos de inércia,de gravidade e viscosos. A formulação teórica aqui apresentada baseia-se na teoria potencial linear, o que implica que os efeitos viscosos não são considerados. Esta simplificação é em geral aceitável para estruturas que possuam elementos de seções transversais de dimensões reduzidas em relação ao comprimento.

A aplicação da teoria potencial linear implica na validade do princípio de superposição. Pode-se considerar então os esforços globais sobre o corpo como o somatório de duas parcelas. Será analisado neste capítulo o problema das *forças excitantes* geradas pelas ondas incidentes e refletidas com o corpo fixo na posição média e, posteriormente, as *forças restauradoras* gerada pelo movimento oscilatório forçado do corpo em águas calmas, com a mesma freqüência da onda. As forças restauradoras possuem uma componente hidrostática e outra hidrodinâmica.

Inicialmente será estabelecido o problema potencial de equações diferenciais de derivadas parciais, com apropriadas condições de contorno. A seguir será apresentado o método de Jan Mathisen e C.A. Carlsen para o cálculo das componentes dos esforços excitantes (forças de Froude-Kriloff e de difração).

Os esforços restauradores hidrodinâmicos são calculados e apresentadas as suas relações de simetria. Desenvolve-se adicionalmente expressões para os coeficientes de interação hidrodinâmica para dois cascos flutuando livremente. Completa-se assim a determinação das expressões para os coeficientes das equações do movimento para os casos apresentados no Capítulo II. O cálculo efetivo dependerá apenas da obtenção do potencial de radiação pelo método de Potash de distribuição de singularidades a ser desenvolvido para cascos tipo catamarã no Capítulo V.

III.2 FORMULAÇÃO DO PROBLEMA POTENCIAL

III.2.1 Hipóteses físicas de base

Considere-se um corpo rígido, sem velocidade de avanço, imerso parcial ou totalmente em um fluido de profundidade infinita, inicialmente sem perturbações. O corpo é submetido a ondas de pequena amplitude.

O sistema de eixos adotado é o sistema $Ox_1x_2x_3$, definido anteriormente:

-Ox_3 é o eixo vertical dirigido para cima;

-Ox_1x_2 é o plano horizontal da superfície livre em repouso;

-Ox_1x_3 é o plano longitudinal de simetria;

-o centro de gravidade do corpo está alocado sobre o eixo Ox_3.

Serão feitas as seguintes hipóteses:

(i) O fluido é perfeito (invíscido e incompressível) e o escoamento é irrotacional. Existe então um potencial de velocidades $\Phi(x_1,x_2,x_3;t)$ e em todo o domínio fluido é verificada a equação de Bernoulli:

$$p + \rho g x_3 + \frac{\rho}{2} |\text{grad } \Phi|^2 + \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} = C(t) \qquad \text{(III.1)}$$

onde $C(t)$ é uma função arbitrária de t e constante em todo o domínio fluido em cada instante $\bar{t}$.

(ii) A atmosfera será suposta em repouso (P_0 representa a pressão atmosférica constante) e os efeitos de tensão superficial são desprezíveis. Seja $x_3 = \zeta(x_1,x_2;t)$ a equação da superfície livre e será imposto $C(t) = 0$.

A continuidade da pressão na superfície livre é expressa por:

$$P(x_1,x_2,x_3;t) = P_0 \quad \text{em} \quad x_3 = \zeta(x_1,x_2;t) \qquad \text{(III.2)}$$

P = pressão absoluta

isto é,

$$g x_3 + \frac{1}{2} |\text{grad } \Phi|^2 + \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0 \quad \text{em } x_3 = \zeta(x_1,x_2;t) \qquad \text{(III.3)}$$

Além disso,a superfície livre é uma superfície material e, portanto:

$$\frac{D}{Dt} (x_3 - \zeta(x_1,x_2;t)) = 0 \quad \text{em} \quad x_3 = \zeta(x_1,x_2;t) \qquad \text{(III.4)}$$

(iii) Sobre a parte imersa da carena (S), a condição cinemática de velocidade zero através da superfície estabelece que:

$$\mathrm{grad}\,\Phi\,.\,\vec{n}_t = \vec{U}.\vec{n}_t \qquad \text{em} \quad S\ , \tag{III.5}$$

onde $\vec{U}$ é a velocidade de um ponto P da superfície S e $\vec{n}_t$ é o vetor unitário normal interno em cada instante t .

(iv) À profundidade infinita nenhuma perturbação ocorre, de maneira que:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x_3} \to 0 \quad \text{quanto} \quad x_3 \to -\infty \tag{III.6}$$

Outras hipóteses fundamentais serão feitas no desenvolvimento deste capítulo de modo a equacionar-se o problema linearizado do movimento.

III.2.2 A hipótese de ondas infinitesimais

Como já foi citado,a onda incidente é de pequena amplitude. Os movimentos e velocidades induzidas serão por hipótese também pequenos.

Em hidrodinâmica a família das teorias de ondas de pequena amplitude abrange a teoria de ondas infinitesimais (ondas de Airy) e as teorias que envolvem as primeiras potências da solução para o potencial de onda incidente em séries de potências em termos de um parâmetro pequeno ε .

Mais precisamente seja $\varepsilon = \frac{\zeta^*}{L}$, onde ζ^* é uma amplitude de onda característica e L o comprimento do corpo, e dir-se-á que ε é "pequeno em relação à unidade" . Φ pode então ser escrito como:

$$\Phi(x_1,x_2,x_3;t) = \varepsilon\Phi^{(1)}(x_1,x_2,x_3;t) + O(\varepsilon^2)$$

e (III.7)

$$\zeta(x_1,\ x_2;\ t) = \zeta^{(0)}(x_1,x_2;t) + \varepsilon\zeta^{(1)}(x_1,x_2;t) + O(\varepsilon^2)$$

É prática em engenharia considerar-se apenas a solução de primeira ordem. Entretanto, para valores maiores de ζ/L, ainda em águas profundas, as teorias de Stokes de ordens superiores devem ser utilizadas.

No Apêndice A.I é apresentada uma discussão detalhada das simplificações decorrentes desta hipótese. A seguir será formulada apenas um re condições ali obtidas.

(i) Condição linearizada para a superfície livre

A equação de Bernoulli (III.3) se reduz à seguinte expressão:

$$-\varepsilon \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial t}(x_1,x_2,0;t) = g\varepsilon\, \zeta^{(1)}(x_1,x_2;t) + O(\varepsilon^2) \qquad \text{(III.8)}$$

A condição cinemática (III.4) para a superfície livre se escreve como:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \text{grad}\, \Phi \,.\, \text{grad}\,(x_3 - \zeta) \quad \text{em } x_3 = 0 \qquad \text{(III.9)}$$

ou,

$$\varepsilon \frac{\partial \zeta^{(1)}}{\partial t}(x_1,x_2;t) = \varepsilon \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial x_3}(x_1,x_2,0;t) + O(\varepsilon^2) \qquad \text{(III.10)}$$

Eliminando-se $\zeta^{(1)}$ em (III.8) e (III.10) e fazendo-se $\Phi = \varepsilon\Phi^{(1)}$, resulta:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2}(x_1,x_2,0;t) + g\frac{\partial \Phi}{\partial x_3}(x_1,x_2,0;t) = 0 \qquad \text{(III.11)}$$

(ii) Condição cinemática sobre a carena S

Seja $\vec{r}_0 = \overrightarrow{OP}$ o vetor representante da posição de um ponto P

pertencente à carena em repouso e seja $\vec{r}$ o vetor da posição instantânea . Sob a hipótese de pequenos movimentos é possível escrever:

$$\vec{r} = \vec{r}_o + \varepsilon\left[\vec{r}_c(t) + \vec{\gamma}(t) \times \vec{r}_o\right] + O(\varepsilon^2) \qquad \text{(III.12)}$$

$\varepsilon\vec{r}_c = (\varepsilon x_{1c}(t), \varepsilon x_{2c}(t), \varepsilon x_{3c}(t))$ onde $\varepsilon x_i(t)$ são os deslocamentos lineares do centro de gravidade.

$\varepsilon\vec{\gamma} = (\varepsilon\beta_1(t), \varepsilon\beta_2(t), \varepsilon\beta_3(t))$ onde $\varepsilon\beta_i(t)$ são os deslocamentos angulares

Do mesmo modo têm-se:

$$\vec{n}_t = \vec{n} + \varepsilon\vec{\gamma}(t) \times \vec{n} + O(\varepsilon^2) \qquad \text{(III.13)}$$

$\vec{n}$ = vetor unitário normal interno, no repouso.

A condição cinemática (III.5) fica então:

$$\text{grad}\,\Phi.\vec{n} = \left[\frac{d\vec{r}_c}{dt} + \frac{d\vec{\gamma}}{dt} \times \vec{r}_o\right].\,\vec{n} \quad \text{em } S \qquad \text{(III.14)}$$

Definindo-se n_i o vetor normal generalizado como:

$$(n_1, n_2, n_3) = \vec{n}$$

$$(n_4, n_5, n_6) = \vec{r}_o \times \vec{n} \,,$$

demonstrou-se, no Apêndice A.I, que para movimentos pequenos esta condição se reduz a:

$$\frac{\partial\Phi}{\partial n} = n_i\,\frac{\partial n_i}{\partial t} \qquad \text{(III.15)}$$

III.2.3 Onda incidente periódica

A onda incidente por hipótese é periódica e senoidal. O potencial da onda incidente progressiva pode ser escrito como:

$$\Phi_I = - \frac{jg\alpha}{\omega} \exp\{K(jx_1 \cos\beta + jx_2 \sin\beta + x_3)\} \tag{III.16}$$

onde α é amplitude de onda e β é o ângulo de incidência medido em relação ao eixo x_1 positivo (Fig.III.1), ω a freqüência da onda, t o parâmetro tempo e j é a unidade imaginária.

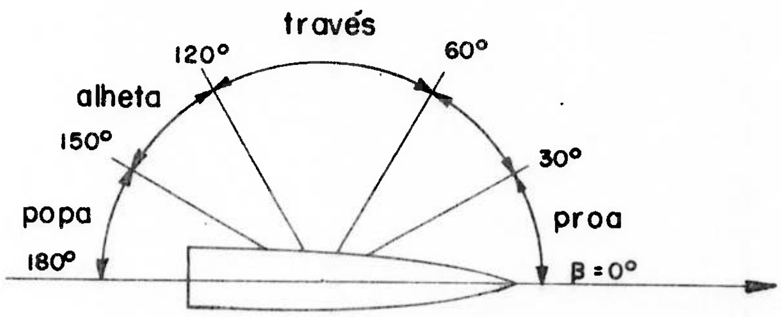


FIG. III.1 - Definição das direções de onda incidente

Por conveniência todos os potenciais nessa análise são escritos na forma complexa e deve ser entendido que a parte real é o potencial a ser obtido.

III.2.4 Os problemas de movimento forçado e de difração

Pode-se decompor o potencial total de velocidade $\Phi(x_1,x_2,x_3;\ t)$

nas seguintes parcelas:

$$\Phi = (\phi_I + \phi_D + \sum_{i=1}^{6} \eta_i \; \phi_{Ri})e^{-j\omega t} \; , \qquad \text{(III.17)}$$

onde ϕ_I é o potencial devido à onda incidente, ϕ_D é o potencial de difração e ϕ_{Ri} é o potencial de radiação devido ao movimento forçado de amplitude unitária (modo i), em águas calmas (sem ondas incidentes).

Os potenciais de radiação são geralmente determinados por métodos de distribuição de singularidades ao longo da carena do corpo, descritos por exemplo nas referências |25| e |89|. No capítulo V será apresentado o método de Potash, que determina potenciais de radiação bidimensionais.

O potencial de difração não será determinado diretamente. Através da relação de Haskind-Newman ϕ_D é eliminado das expressões para forças de difração. Será apresentada uma solução direta, apenas para mar de través.

III.2.5 Condição de radiação

Para formular-se o problema do movimento em condições estacionárias, partindo-se de condições iniciais dadas, é necessário especificar-se o comportamento no infinito. Será imposta uma condição de radiação que corresponde ao fenômeno físico de ondas geradas ou refletidas pela superfície de um obstáculo e se dirigindo ao infinito. É de se esperar que a grandes distâncias do corpo essas ondas tenham o caráter de ondas progressivas na direção radial com velocidade constante.

Como é hábito em hidrodinâmica naval optou-se pela condição de radiação de Sommerfeld. No trabalho de John |42| há um estudo detalhado sobre este ponto.

A grandes distâncias $(R = \sqrt{x_1^2 + x_2^2})$ do corpo, os potenciais devido ao movimento forçado e o potencial de difração devem satisfazer a seguinte condição:

$$\lim_{R\to\infty} R^{1/2} \left(\frac{\partial\phi}{\partial R} - jK\phi\right) = 0, \tag{III.18}$$

onde $\frac{\partial\phi}{\partial R}$ é a velocidade normal à superfície de controle no sentido para fora da superfície e K é o número de onda $(\frac{\omega^2}{g})$.

Verifica-se no Apêndice A.I que, se uma função potencial satisfaz a condição de radiação, então o fluxo de energia para o infinito é positivo.

III.2.6 O problema de equações diferenciais de derivadas parciais

O que se apresenta é um problema de condições de contorno em um domínio fluido D de solução da equação de Laplace para os potenciais de radiação Φ_R e de difração Φ_D.

Seja P_i o problema de equações diferenciais de derivadas parciais. A equação diferencial do problema é a equação de Laplace:

$$\nabla^2\phi(x_1,x_2,x_3) = 0 \quad \text{no domínio fluido } D \tag{III.19}$$

É ainda necessário estabelecerem-se as condições de contorno. Assim, resumindo, as condições de contorno serão:

C1) condição linearizada na superfície livre

$$\frac{\partial\phi}{\partial x_3}(x_1,x_2,0) = \frac{\omega^2}{g}\,\phi(x_1,x_2,0) \tag{III.20}$$

C2) condição de fundo

$$\frac{\partial \phi}{\partial x_3}(x_1,x_2,x_3) \longrightarrow 0 \quad \text{quando} \quad x_3 \to -\infty \tag{III.21}$$

C3) condição de radiação

$$\lim_{R \to \infty} R^{1/2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial R} - jK\phi\right) = 0 \tag{III.22}$$

quando $R \to \infty$

C4) condição cinemática sobre a carena S

C4.a) $$\frac{\partial \phi_{Ri}}{\partial n}(x_1,x_2,x_3) = -j\omega n_i, \text{ sobre a carena S} \tag{III.23}$$

$i = i,\ldots,6$

C4.b) $$\frac{\partial \phi_D}{\partial n}(x_1,x_2,x_3) = -\frac{\partial \phi_I}{\partial n}(x_1,x_2,x_3) \quad \text{em} \quad S \tag{III.24}$$

O estudo e a resolução do problema P_i será objeto de estudo nos capítulos seguintes. Suponha-se o problema provisoriamente resolvido. Considerações a respeito de existência e unicidade de soluções serão feitas posteriormente.

É de interesse agora determinar-se expressões para os esforços excitantes. Isso será possível a partir de considerações hidrodinâmicas e com a utilização das condições de contorno do problema P_i.

III.3 MÉTODO DE JAN MATHISEN E C.A.CARLSEN DE EXPLICITAÇÃO DE COMPONENTES DOS ESFORÇOS EXCITANTES

As pressões dinâmicas são determinadas pelas componentes de po -

tencial usando-se a equação de Bernoulli linearizada:

$$p_t = -\rho\frac{\partial\Phi}{\partial t}$$

$$p = j\omega\,\rho\,\phi \qquad \text{(III.25)}$$

As forças correspondentes são calculadas por integração sobre a superfície do corpo(s) na posição média:

$$F_i = \int_S p n_i \, ds = j\omega\,\rho \int_S \phi n_i \, ds \qquad \text{(III.26)}$$

III.3.1 Forças de Froude-Kriloff

As forças de Froude-Kriloff, devidas ao potencial de onda incidente (III.16) são dadas então por:

$$F_{Ii} = \rho g \alpha \int_S \exp\{K(jx_1 \cos\beta + jx_2 \operatorname{sen}\beta + x_3)\}\, n_i ds \qquad \text{(III.27)}$$

Considerando-se somente um dos cascos (S_k) de uma embarcação com dois pontões simétricos (x_2 é positivo), as forças de Froude-Kriloff neste caso podem ser explicitadas nas componentes emparelhadas e de sentidos opostos. Componentes emparelhadas têm o mesmo sinal para os cascos de boreste e bombordo. Quando do cálculo da força total na estrutura é suficiente tomar-se duas vezes as componentes emparelhadas já que as demais se cancelam. Entretanto, as componentes de sentidos opostos devem ser computadas quando a preocupação for com o carregamento em partes da estrutura. Essa explicitação é descrita a seguir.

Reescrevendo-se (III.27) de uma maneira conveniente e fazendo-se $u = Kx_1 \cos\beta$ e $v = Kx_2 \operatorname{sen}\beta$, têm-se:

$$F_{Ii}^{(k)} = \rho g \alpha \int_{S_k} \exp\{j(u+v)\}\, e^{Kx_3}\, n_i\, ds =$$

$$= \rho g \alpha \int_{S_k} \{\cos(u+v) + j \operatorname{sen}(u+v)\} e^{Kx_3}\, n_i\, ds =$$

$$= \rho g \alpha \int_{S_k} \{\cos u \cos v - \operatorname{sen} u \operatorname{sen} v\} e^{Kx_3}\, n_i\, ds +$$

$$+ j\rho g \alpha \int_{S_k} \{\operatorname{sen} u \cos v + \cos u \operatorname{sen} v\} e^{Kx_3}\, n_i\, ds \qquad \text{(III.28)}$$

Define-se então as componentes G_{Ii} e H_{Ii} das forças de Froude Kriloff como:

$$G_{Ii}^{(k)} = \rho g \alpha \cos u \int_{S_k} \cos v\, e^{Kx_3}\, n_i\, ds +$$

$$+ j\rho g \alpha \operatorname{sen} u \int_{S_k} \cos v\, e^{Kx_3}\, n_i\, ds \qquad \text{(III.29)}$$

e

$$H_{Ii}^{(k)} = -\rho g \alpha \operatorname{sen} u \int_{S_k} \operatorname{sen} v\, e^{Kx_3}\, n_i\, ds +$$

$$+ j\rho g \alpha \cos u \int_{S_k} \operatorname{sen} v\, e^{Kx_3}\, n_i\, ds \qquad \text{(III.30)}$$

G_{Ii} é emparelhada para i = 1,3,5 e de sentidos opostos para i = 2,4,6.

H_{Ii} é emparelhada para i = 2,4,6 e de sentidos opostos para i = 1,3,5.

III.3.2 Forças de difração

A expressão para as forças de difração segue os mesmos princípios:

$$F_{Di} = j\omega\rho \int_S \phi_D \, n_i \, ds \qquad \text{(III.31)}$$

Introduzindo-se a condição de contorno C4.a (III.23) resulta:

$$F_{Di} = -\rho \int_S \phi_D \frac{\partial \phi_{Ri}}{\partial n} \, ds \qquad \text{(III.32)}$$

Faz-se necessário agora um resultado da segunda identidade de Green. Essa identidade relaciona integrais de volume e de superfície sobre uma região fechada para duas funções potenciais arbitrárias (ϕ_A, ϕ_B):

$$\int_V (\phi_A \nabla^2 \phi_B - \phi_B \nabla^2 \phi_A) dv = \int_{SC} (\phi_A \frac{\partial \phi_B}{\partial n} - \phi_B \frac{\partial \phi_A}{\partial n}) ds \qquad \text{(III.33)}$$

A região de integração é a da figura a seguir:

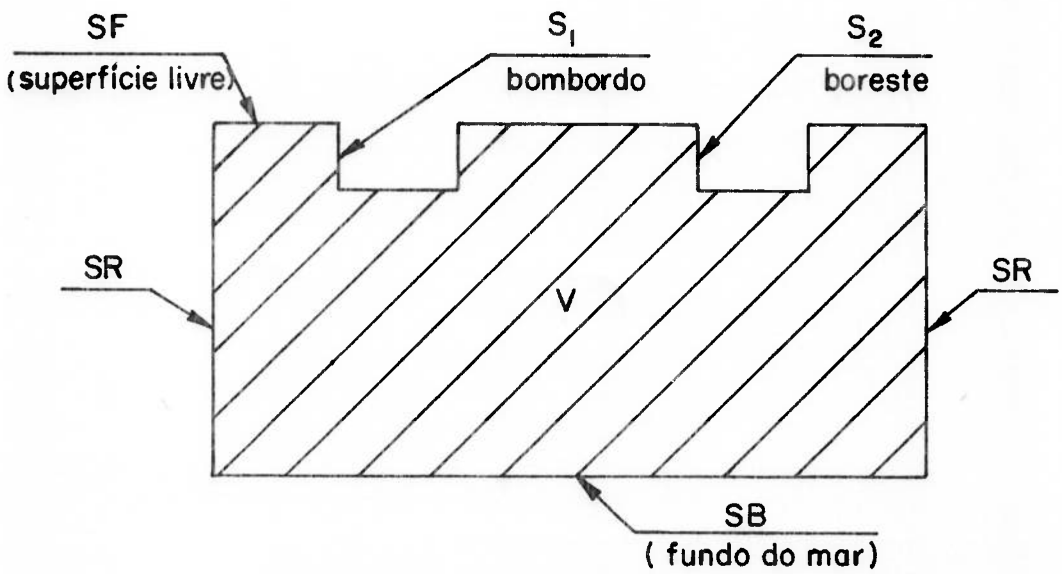


FIG. III.2

A superfície SC envolve o volume V e inclui a superfície da embarcação ($S = S_1 + S_2$), a superfície livre (SF), a superfície de controle de distância (SR) e o fundo do mar (SB). A identidade é aplicada identificando-se os potenciais (ϕ_A e ϕ_B) e impondo-se as condições de contorno do presente problema. Utilizando-se a equação de Laplace para o domínio fluido, o lado esquerdo da equação (III.33) é igual a zero. A condição de contorno C2 para o fundo do mar (III.21) mostra que a integral de superfície sobre o fundo se anula. Na superfície livre, a condição C1 (III.20) fornece:

$$\frac{\omega^2}{g}\phi = \frac{\partial\phi}{\partial x_3} =$$

$$= \frac{\partial\phi}{\partial n} \quad \text{em } x_3 = 0 \qquad \text{(III.34)}$$

Empregando-se essa condição, conclui-se que a integral sobre a superfície livre (SF) também se anula. Analogamente, a condição de radiação C3 (III.22), com $\frac{\partial\phi}{\partial R} = \frac{\partial\phi}{\partial n}$ distante da superfície de controle, mostra que a integral em SR se anula. A única parcela que resulta da equação (III.33) é a integral de superfície sobre o corpo:

$$\int_S \left(\phi_A \frac{\partial\phi_B}{\partial n} - \phi_B \frac{\partial\phi_A}{\partial n}\right) d\,s = 0 \qquad \text{(III.35)}$$

Fazendo-se $\phi_A = \phi_D$ e $\phi_B = \phi_{Ri}$ resulta:

$$\int_S \phi_D \frac{\partial\phi_{Ri}}{\partial n}\, d\,s = \int_S \phi_{Ri} \frac{\partial\phi_D}{\partial n}\, ds \qquad \text{(III.36)}$$

Substituindo-se na expressão da força de difração:

$$F_{Di} = -\rho\int_S \phi_{Ri} \frac{\partial\phi_D}{\partial n}\, d\,s \qquad \text{(III.37)}$$

A condição de contorno C4.b (III.24), na superfície do corpo, elimina o potencial de difração:

$$F_{Di} = \rho \int_S \phi_{Ri} \frac{\partial \phi_I}{\partial n} \, d\,s \quad , \qquad \text{(III.38)}$$

conhecida como relação de Haskind-Newman para a força de difração.

Fazendo-se uso nessa expressão de potenciais de radiação determinadas por teoria bidimensional (Capítulo V), é consistente aplicar-se a mesma justificação da teoria de faixas, utilizando-se a derivada do potencial de onda incidente bidimensional; isto é, para um corpo longo e delgado a derivada na direção longitudinal pode ser desprezada. A derivada de potencial de onda incidente pode ser aproximada, então, por:

$$\frac{\partial \phi_I}{\partial n} \simeq (j\, N_2 \operatorname{sen}\beta + N_3) K\, \phi_I \quad , \qquad \text{(III.39)}$$

onde N_2 e N_3 são as componentes do vetor normal unitário no plano Ox_2x_3.

O potencial de onda incidente é dado por:

$$\phi_I = (\phi_I^{RC} + \phi_I^{RS}) + j(\phi_I^{IC} + \phi_I^{IS}), \qquad \text{(III.40)}$$

onde

$$\phi_I^{RC} = \frac{g\alpha}{\omega} \, \underline{\cos v} \operatorname{sen} u .\, e^{Kx_3}$$

$$\phi_I^{RS} = \frac{g\alpha}{\omega} \, \underline{\operatorname{sen} v} \cos u .\, e^{Kx_3}$$

$$\phi_I^{IC} = -\frac{g\alpha}{\omega} \, \underline{\cos v} \cos u .\, e^{Kx_3}$$

$$\phi_I^{IS} = \frac{g\alpha}{\omega} \, \underline{\operatorname{sen} v} \operatorname{sen} u .\, e^{Kx_3}$$

$$u = K\,x_1 \cos\beta$$

$$v = K\,x_2 \,\mathrm{sen}\,\beta$$

Reescrevendo-se (III.39) têm-se:

$$\frac{\partial\phi_I}{\partial n} \simeq (jN_2\,\mathrm{sen}\,\beta + N_3)\,K\{(\phi_I^{RC} + \phi_I^{RS}) + j(\phi_I^{IC} + \phi_I^{IS})\} =$$

$$= K\{N_3(\phi_I^{RC} + \phi_I^{RS}) - N_2\,\mathrm{sen}\beta(\phi_I^{IC} + \phi_I^{IS})\} +$$

$$+ jK\{N_2\,\mathrm{sen}\,\beta(\phi_I^{RC} + \phi_I^{RS}) + N_3(\phi_I^{IC} + \phi_I^{IS})\} \qquad \text{(III.41)}$$

Define-se então as seguintes parcelas:

$$g_{Di} = K\{(N_3\phi_I^{RC} - N_2\,\mathrm{sen}\beta\phi_I^{IS}) + j(N_2\mathrm{sen}\beta\,\phi_I^{RS} + N_3\phi_I^{IC})\}$$

$$\text{(III.42)}$$

$$h_{Di} = K\{(N_3\phi_I^{RS} - N_2\,\mathrm{sen}\beta\phi_I^{IC}) + j(N_2\mathrm{sen}\beta\,\phi_I^{RC} + N_3\phi_I^{IS})\}$$

ou ainda,

$$g_{Di}^{R} = K\{N_3\phi_I^{RC} - N_2\,\mathrm{sen}\beta\,\phi_I^{IS}\}$$

$$g_{Di}^{I} = K\{N_3\phi_I^{IC} + N_2\,\mathrm{sen}\beta\,\phi_I^{RS}\}$$

$$\text{(III.43)}$$

$$h_{Di}^{R} = K\{N_3\phi_I^{RS} - N_2\,\mathrm{sen}\beta\,\phi_I^{IC}\}$$

$$h_{Di}^{I} = K\{N_3\phi_I^{IS} + N_2\,\mathrm{sen}\beta\,\phi_I^{RC}\}$$

Para pontões simétricos,com movimentos de igual amplitude, em fase, pode-se escrever:

$$\phi_{R2}^{(1)}\ (x_1,x_2,x_3) = -\ \phi_{R2}^{(2)}\ (x_1,\ -x_2,x_3) \qquad \text{DERIVA}$$

$$\phi_{R3}^{(1)}\ (x_1,x_2,x_3) = \ \phi_{R3}^{(2)}\ (x_1,-x_2\ ,x_3) \qquad \text{ARFAGEM} \qquad \text{(III.44)}$$

$$\phi_{R4}^{(1)}\ (x_1,x_2,x_3) = -\ \phi_{R4}^{(2)}\ (x_1,-x_2\ ,x_3) \qquad \text{BALANÇO}$$

Considerações quanto aos sinais dos potenciais de radiação, da componente N_2 do vetor normal unitário e das parcelas do potencial de onda incidente proporcionais a sen(Kx_2 sen β) permitem a verificação das componentes emparelhadas e de sentidos opostos das forças de difração.

Seja,

$$G_{Di}^{(k)} = \rho \int_{S_k} g_{Di}\ \ \phi_{Ri}\ ds$$

$$H_{Di}^{(k)} = \rho \int_{S_k} h_{Di}\ \ \phi_{Ri}\ ds \qquad \text{(III.45)}$$

G_{Di} é emparelhada para i = 3,5 e de sentidos opostos para i=2,4,6.

H_{Di} é emparelhada para i = 2,4,6 e de sentidos opostos para i=3,5.

G_{Di} e H_{Di} não podem, no caso, ser avaliadas sem que a hipótese de bidimensionalidade seja empregada.

Assim,

$$F_{Di} = 2\ G_{Di} \qquad i = 3,5$$

$$F_{Di} = 2\ H_{Di} \qquad i = 2,4,6 \qquad \text{(III.46)}$$

As componentes de sentidos opostos de G_{Di} e H_{Di} não necessitam ser avaliadas para o cálculo da força de difração total sobre o casco. O cálculo dessas forças em parte da estrutura não é justificado teoricamente, já que a relação (III.36) é empregada apenas para a integração sobre toda a superfície do casco.

Com as forças de difração e de Froude-Kriloff obtém-se o total das forças de excitação para um corpo com dois pontões simétricos:

$$F_i = 2(G_{Ii} + G_{Di}) \qquad i = 3,5$$

$$F_i = 2(H_{Ii} + H_{Di}) \qquad i = 2,4,6 \qquad \text{(III.47)}$$

Um sistema típico de forças induzidas por ondas é apresentado na Fig.III.3, no final deste capítulo. No capítulo IV serão apresentados métodos para a determinação das forças de difração em um pontão.

III.4 ESFORÇOS RESTAURADORES

III.4.1 Forças restauradoras hidrodinâmicas

Os coeficientes hidrodinâmicos das equações do movimento são dados por:

$$T_{ik} = j\omega\rho \int_S \phi_{Rk} \, n_i \, ds \qquad \text{(III.48)}$$

A aproximação que segue advém da teoria de faixas e será utilizada de modo a simplificar-se as expressões para os coeficientes hidrodinâmicos. Considerando-se a boca e o calado do semi-submersível muito menores que o seu comprimento (a estrutura é longa e esbelta), em (III.48)pode-se fazer $ds = d\xi\, d\ell$, onde ξ representa a variável de integração na direção OX_1 e $d\ell$ e o comprimento de arco diferencial ao longo do contorno da seção C_ξ .

Assim:

$$T_{ik} = j\omega\,\rho \iint_{L\,C_\xi} \phi_{Rk}\, n_i\, d\ell\, d\xi \tag{III.49}$$

Define-se ainda

$$t_{ik} = j\,\omega\rho \int_{C_\xi} \phi_{Rk}\, n_i\, d\,\ell \tag{III.50}$$

Como os cascos foram assumidos longos e esbeltos, pode-se substituir três das componentes do vetor normal generalizado tridimensional, n_i $(i = 2,3,4)$, pelas componentes do vetor normal generalizado bidimensional no plano OX_1X_3, $N_i (i = 2,3,4)$.

$$\begin{aligned}
&n_2 \simeq N_2 \qquad\qquad n_3 \simeq N_3 \\
&n_4 = (\vec{r} \times \vec{n})_1 = x_2N_3 - x_3N_2 = N_4 \\
&n_5 = (\vec{r} \times \vec{n})_2 \simeq -x_1N_3 \\
&n_6 = (\vec{r} \times \vec{n})_3 \simeq x_1N_2
\end{aligned} \tag{III.51}$$

Sob essas hipóteses o problema tridimensional da equação de Laplace com as condições de contorno correspondentes para K=2,3 e 4 se reduz a um problema bidimensional, com os cilindros de seção C_ξ oscilando na su perfície livre.

Os potenciais $\phi_{Rk}(i = 2,3,4)$ são determinados pelo método de Potash (Capítulo V).

Da condição de contorno C4.a (III.23) e com as expressões aproximadas para n_5 e n_6 pode-se concluir que:

$$\frac{\partial(\phi_{R5})}{\partial n} = -j\omega\, n_5 = j\omega\, x_1 N_3 \quad \therefore \quad \phi_{R5} = -x_1\, \phi_{R3}$$
$$\frac{\partial(\phi_{R6})}{\partial n} = -j\omega\, n_6 = j\omega\, x_1 N_2 \quad \therefore \quad \phi_{R6} = x_1\, \phi_{R2} \tag{III.52}$$

Retomando-se (III.50) tem-se:

$$t_{ik} = j\,\omega\rho \int_{C_\xi} N_i\, \phi_{Rk}\, d\ell \tag{III.53}$$

É usual separar-se t_{ik} em suas partes real e imaginária.

$$t_{ik} = -\omega^2 a_{ik} - j\omega\, b_{ik} \ , \tag{III.54}$$

onde a e b são os coeficientes hidrodinâmicos bidimensionais de massa adicionada e de amortecimento. São assim chamados por serem respectivamente proporcionais à aceleração e à velocidade.

Assim,

$$a_{ik} = -\frac{1}{\omega^2} Re\{t_{ik}\}$$

e

$$b_{ik} = -\frac{1}{\omega} Im\{t_{ik}\} \tag{III.55}$$

Aplicando-se a segunda identidade de Green, certas relações de simetria podem ser verificadas. De fato:

$$\int_{SC} (\phi_{Rk} \frac{\partial \phi_{Ri}}{\partial n} - \phi_{Ri} \frac{\partial \phi_{Rk}}{\partial n}) ds = 0 \qquad \text{(III.56)}$$

Devido às condições de contorno C1, C2 e C3 a integral acima se anula na superfície livre, no fundo e nas superfícies laterais de controle. Tem-se então sobre o casco:

$$\int_{S} (\phi_{Rk} \frac{\partial \phi_{Ri}}{\partial n} - \phi_{Ri} \frac{\partial \phi_{Rk}}{\partial n}) ds = 0 \qquad \text{(III.57)}$$

Com a condição C4.a segue que:

$$\int_{S} (\phi_{Rk} \; n_i \; ds = \int_{S} \phi_{Ri} \; n_k \; ds \qquad \text{(III.58)}$$

$$\therefore \; t_{ik} = t_{ki} \qquad \text{(III.59)}$$

Os coeficientes a e b exibem as mesmas relações de simetria.

Sendo o semi-submersível simétrico os movimentos de deriva, balanço e guinada são anti-simétricos em relação ao plano de simetria do navio, e os movimentos de avanço, arfagem e caturro são simétricos.

Pode-se concluir portanto que os seguintes coeficientes são nulos:

$$A_{ik} = B_{ik} = 0 \qquad \text{se } i + k \text{ é impar} \qquad \text{(III.60)}$$

Os demais coeficientes de massa adicionada e de amortecimento são determinados na Tabela III.1 através dos coeficientes bidimensionais.

TABELA III.1 Coeficientes de massa adicionada e de amortecimento

$A_{22} = \int_L a_{22}\, d\xi$	$B_{22} = \int_L b_{22}\, d\xi$
$A_{24} = A_{42} = \int_L a_{24}\, d\xi$	$B_{24} = B_{42} = \int_L b_{24}\, d\xi$
$A_{26} = A_{62} = \int_L \xi\, a_{22}\, d\xi$	$B_{26} = B_{62} = \int_L \xi\, b_{22}\, d\xi$
$A_{44} = \int_L a_{44}\, d\xi$	$B_{44} = \int_L b_{44}\, d\xi$
$A_{46} = A_{64} = \int_L \xi\, a_{24}\, d\xi$	$B_{46} = B_{64} = \int_L \xi\, b_{24}\, d\xi$
$A_{66} = \int_L \xi^2 a_{22}\, d\xi$	$B_{66} = \int_L \xi^2 b_{22}\, d\xi$
$A_{33} = \int_L a_{33}\, d\xi$	$B_{33} = \int_L b_{33}\, d\xi$
$A_{35} = A_{53} = -\int_L \xi a_{33}\, d\xi$	$B_{35} = B_{53} = -\int_L \xi b_{33}\, d\xi$
$A_{55} = \int_L \xi^2 a_{33}\, d\xi$	$B_{55} = \int_L \xi^2 b_{33}\, d\xi$

III.4.2 Coeficientes de interação hidrodinâmica para dois cascos flutuando livremente

Para dois corpos flutuando livremente a função potencial Φ é composta das contribuições de todos os modos de movimento de ambos os corpos e das componentes devidas aos potenciais de onda incidente e de difração.

$$\Phi = (\phi_I + \phi_D + \sum_{i=1}^{6} \bar{y}_i \, \phi_{Ri}^{(1)} + \sum_{i=1}^{6} \bar{z}_i \, \phi_{Ri}^{(2)})e^{-j\omega t} \qquad \text{(III.61)}$$

onde $\bar{y}_i$ e $\bar{z}_i$ são as amplitudes complexas dos movimentos dos centros de gravidade dos corpos S_1 e S_2, respectivamente.

As condições de contorno C1, C2 e C3 são equivalentes para o problema atual. As demais apresentam as seguintes modificações:

(C4.a)' $$\frac{\partial \phi_D}{\partial n} + \frac{\partial \phi_I}{\partial n} = 0 \quad \text{em } S_1 \text{ e } S_2 \qquad \text{(III.62)}$$

(C4.b)' $$\frac{\partial \phi_{Ri}^{(1)}}{\partial n} = - j\omega \, n_i \quad \text{em } S_1 \qquad \text{(III.63)}$$

$$\frac{\partial \phi_{Ri}^{(1)}}{\partial n} = 0 \quad \text{em } S_2 \qquad \text{(III.64)}$$

$$\frac{\partial \phi_{Ri}^{(2)}}{\partial n} = 0 \quad \text{em } S_1 \qquad \text{(III.65)}$$

$$\frac{\partial \phi_{Ri}^{(2)}}{\partial n} = - j\omega n_i \quad \text{em } S_2 \qquad \text{(III.66)}$$

Define-se agora as seguintes matrizes:

$$\begin{aligned} P_{ik}^{(1)} &= j\omega\rho \int_{S_1} \phi_{Rk}^{(1)} n_i \, ds \\ Q_{ik}^{(1)} &= j\omega\rho \int_{S_1} \phi_{Rk}^{(2)} n_i \, ds \\ P_{ik}^{(2)} &= j\omega\rho \int_{S_2} \phi_{Rk}^{(2)} n_i \, ds \\ Q_{ik}^{(2)} &= j\omega\rho \int_{S_2} \phi_{Rk}^{(1)} n_i \, ds \quad , \end{aligned} \qquad \text{(III.67)}$$

onde,

$P_{ik}^{(1)}$- força no i-ésimo modo em S_1 devida ao movimento no k-ésimo modo de S_1

$Q_{ik}^{(1)}$- força no i-ésimo modo em S_1 devida ao movimento no i-ésimo modo de S_2

$P_{ik}^{(2)}$- força no i-ésimo modo em S_2 devida ao movimento no k-ésimo modo de S_2

$Q_{ik}^{(2)}$- força no i-ésimo modo em S_2 devida ao movimento no k-ésimo modo de S_1

A aplicação simultânea da segunda identidade de Green aos potenciais $\phi_{Ri}^{(1)}$ e $\phi_{Ri}^{(2)}$, de maneira análoga à apresentada no item anterior, fornece:

$$\int_{S_1+S_2} \left(\phi_{Rk}^{(1)} \frac{\partial \phi_{Ri}^{(2)}}{\partial n} - \phi_{Ri}^{(2)} \frac{\partial \phi_{Rk}^{(1)}}{\partial n}\right) ds = 0 \tag{III.68}$$

Introduzindo-se as condições (III.64) e (III.65) verifica-se que:

$$\int_{S_2} \phi_{Rk}^{(1)} \frac{\partial \phi_{Ri}^{(2)}}{\partial n} \, d\,s = \int_{S_1} \phi_{Ri}^{(2)} \frac{\partial \phi_{Rk}^{(1)}}{\partial n} \, d\,s, \tag{III.69}$$

e a identidade se reduz aplicando-se agora as condições (III.63) e(III.66):

$$Q_{ik}^{(2)} = Q_{ki}^{(1)} \tag{III.70}$$

Outras relações de simetria também se verificam:

$$\begin{aligned} P_{ik}^{(1)} &= P_{ki}^{(1)} \\ P_{ik}^{(2)} &= P_{ki}^{(2)} \end{aligned} \tag{III.71}$$

É usual também separar-se P e Q nas suas componentes reais e imaginárias, tal como segue:

$$
\begin{aligned}
P_{ik}^{(1)} &= -\omega^2 a_{ik}^{(1)} - j\omega b_{ik}^{(1)} \\
P_{ik}^{(2)} &= -\omega^2 a_{ik}^{(2)} - j\omega b_{ik}^{(2)} \\
Q_{ik}^{(1)} &= -\omega^2 d_{ik}^{(1)} - j\omega e_{ik}^{(1)} \\
Q_{ik}^{(2)} &= -\omega^2 d_{ik}^{(2)} - j\omega e_{ik}^{(2)}
\end{aligned}
\qquad \text{(III.72)}
$$

Aqui $\underline{a}$ e $\underline{b}$ são coeficientes de massa adicionada e de amortecimento usuais e exibem as mesmas relações de simetria dos coeficientes de um corpo rígido.

Os coeficientes $\underline{d}$ e $\underline{e}$ podem ser chamados coeficientes de interação hidrodinâmica em fase respectivamente com a aceleração e com a velocidade. Para esses coeficientes verificou-se, no capítulo III, que:

$$
\begin{aligned}
d_{ik}^{(1)} &= d_{ki}^{(2)} \\
e_{ik}^{(1)} &= e_{ki}^{(2)}
\end{aligned}
\qquad \text{(III.73)}
$$

Isto significa que a força em S_1 no k-ésimo modo devida ao movimento de S_2 no i-ésimo modo é igual à força experimentada por S_2 no i-ésimo modo se S_1 movimenta-se no k-ésimo modo.

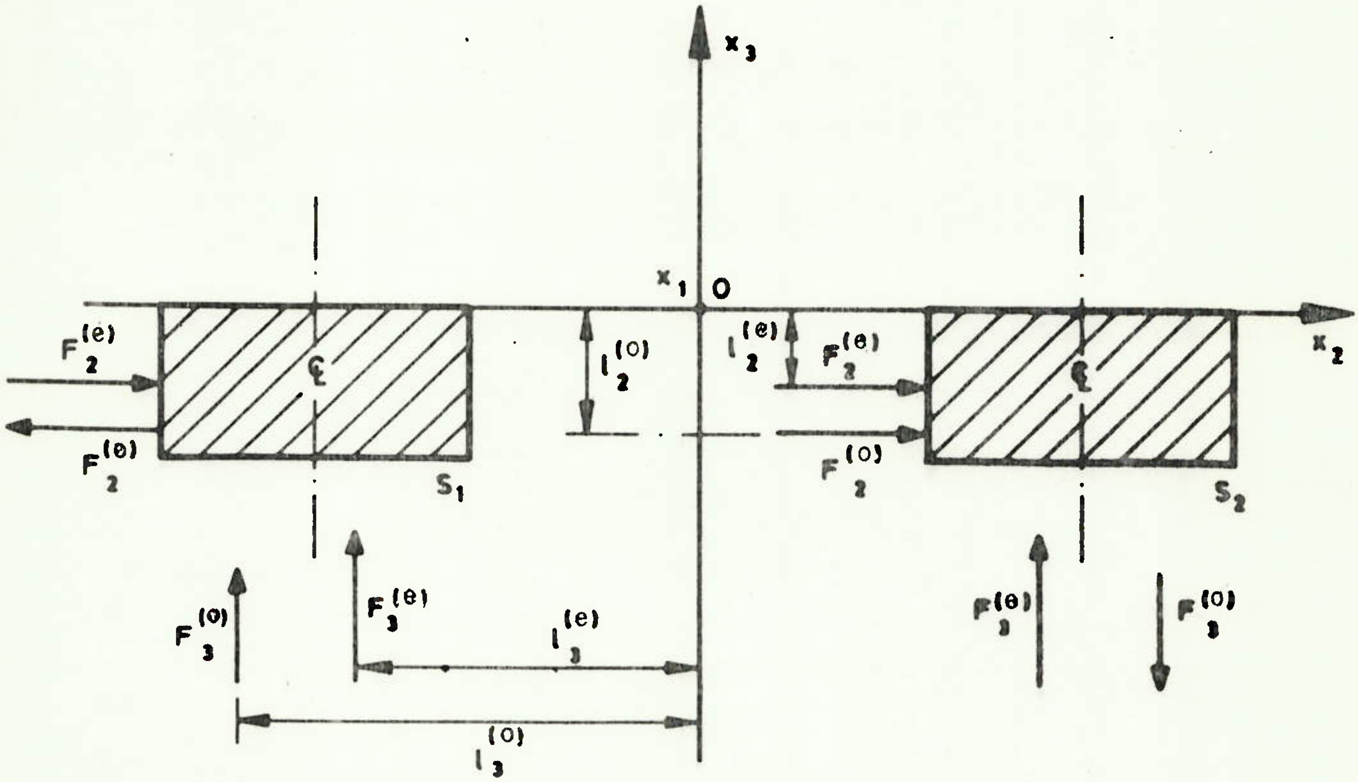


FIG. III. 3 - SISTEMA TÍPICO DE FORÇAS INDUZIDAS POR ONDAS.

CAPÍTULO IV

DETERMINAÇÃO DAS FORÇAS INTERNAS DEVIDAS A ONDAS ENTRE DOIS PONTÕES

IV.1 DESCRIÇÃO GERAL DO PROBLEMA. FORÇAS DE DIFRAÇÃO DE SENTIDOS OPOSTOS

A previsão das forças internas entre os pontões de uma plataforma semi-submersível constituída basicamente de dois pontões em ondas tem revelado discrepâncias consideráveis entre os diferentes métodos de cálculo assinalados na referência |64|.

Para pontões suficientemente submersos as forças nos elementos estruturais são calculadas pela equação de Morison |68|, não ocorrendo problemas neste caso. Entretanto, quando os efeitos da superfície do mar se tornam importantes, métodos baseados na teoria bidimensional de faixas(Nordestrøm, Faltinsen e Pedersen |70|) ou técnicas tridimensionais de distribuição de fontes e sorvedouros (Faltinsen e Michelsen |23|) são então aplicados.

As discrepâncias nas forças seccionais internas entre os dois pontões se originam da previsão da força de difração atuante em um único pontão. A força de difração, como visto anteriormente, representa uma parte da força de excitação devida a ondas e é uma conseqüência da perturbação das ondas incidentes pela estrutura, calculada supondo que a mesma está restrita a movimentar-se. A outra parte da força de excitação (a força de Froude-Kriloff) é calculada integrando-se as pressões devidas a ondas, sem perturbação, sobre a parte da estrutura que se deseja. Esta última componente da força de excitação não apresenta problema algum, visto que o potencial de onda incidente é conhecido e as pressões são facilmente determinadas pela equação de Bernoulli.

O procedimento correto para o cálculo da força de difração em parte da estrutura é resolver-se o problema de difração do potencial de velocidade e integrar-se então as pressões de difração. Isto é feito na teoria tridimensional de Faltinsen e Michelsen.

Na teoria de faixas a força de difração total em uma secção transversal é calculada normalmente pela relação de Haskind-Newman, pela qual esta força está relacionada com a integração de uma função combinando o potencial de radiação (obtido a partir de oscilações forçadas em águas calmas) e o potencial de onda incidente. Usando esta técnica não há a necessidade de resolver o problema de difração, reduzindo-se os custos computacionais. Por outro lado, a aplicação da relação de Haskind-Newman é justificável apenas para o cálculo da força de difração total em ambos os pontões, de modo que o problema de distribuição dessa força ainda permanece.

O objetivo do presente capítulo é estudar diferentes métodos para calcular corretamente as forças de difração em um pontão empregando-se a teoria bidimensional de faixas. Serão examinados três métodos alternativos:

1. Método proposto por Mathisen & Carlsen
2. Método proposto por Ogilvie
3. Solução direta do problema de difração somente válida para mar de través.

As duas primeiras técnicas envolvem o cálculo de um potencial de radiação adicional. Esse potencial é similar ao potencial do movimento forçado calculado no Capítulo V e é obtido por método numérico análogo.

É importante ressaltar a importância dos métodos assinalados pois uma subdivisão adequada de forças e momentos entre os pontões deve prover informações suficientemente detalhadas para uma análise estrutural apurada. Muitas publicações que apresentam a teoria de faixas para cálculo de cargas hidrodinâmicas em catamarãs e semi-submersíveis referem-se brevemente e de maneira pouco clara a essa questão. Lee et alii |56| referem-se à sugestão de Ogilvie de subdivisão da força de difração entre os pontões , mas não mencionam a necessidade da determinação de um potencial de radiação adicional quando se usa este método. Paulling e Hong mencionam o trabalho de Lee |55|, que apenas utiliza as relações de Haskind-Newman para o cálculo da força de difração total. Kim |48| faz referência a um trabalho seu anterior |46| , no qual o problema do potencial de difração bidimensional é resolvido diretamente, mas apenas para mares de través.

Os métodos aqui apresentados constituem uma contribuição à análise do problema de distribuição das forças de difração.

IV.2 MÉTODO DE JAN MATHISEN & C.A. CARLSEN

Uma pequena variação no procedimento apresentado no capítulo anterior tornará possível a determinação da força de difração em um pontão, sendo necessário entretanto o cálculo de uma função potencial adicional.

Na equação (III.35), que representa a segunda identidade de Green aplicada a duas funções potenciais arbitrárias, ϕ_A e ϕ_B, no domínio fluido D, faz-se como antes $\phi_A = \phi_D$, mas introduz-se um potencial alternativo ϕ'_{Ri} para ϕ_B. Este novo potencial é o potencial de radiação para o pontão de bombordo (S_1) em movimento forçado, na presença do pontão de boreste (S_2) que é fixado.

A condição de contorno cinemática (C4.a) sobre a carena S é então alterada:

$$\frac{\partial \phi'_{Ri}}{\partial n} = \begin{cases} -j\omega n_i & \text{em} \quad S_1 \\ 0 & \text{em} \quad S_2 \end{cases} \tag{IV.1}$$

A equação (III.36) pode então ser reformulada:

$$\int_S \phi_D \frac{\partial \phi'_{Ri}}{\partial n} \, ds = \int_S \phi'_{Ri} \frac{\partial \phi_D}{\partial n} \, ds \tag{IV.2}$$

A força de difração no pontão de boreste (F_{D2i}) é escrita como a diferença entre a força de difração total e a força de difração no pontão de bombordo.

$$F_{D2i} = F_{Di} - j\omega \rho \int_{S_1} \phi_D \, n_i \, ds \tag{IV.3}$$

O potencial de difração é eliminado dessa integral de uma maneira análoga à empregada anteriormente. De início a condição de contorno(IV.1) é aplicada para substituir-se n_i pela derivada do potencial de radiação,e a integral sobre o pontão de bombordo é substituída pela integral sobre toda a embarcação menos a integral sobre o pontão de boreste.

$$F_{D2i} = F_{Di} + \rho \left(\int_S \phi_D \frac{\partial \phi'_{Ri}}{\partial n} \, ds - \int_{S_2} \phi_D \frac{\partial \phi'_{Ri}}{\partial n} \, ds \right) \tag{IV.4}$$

A integral sobre o pontão de boreste se anula devido à condição de contorno (IV.1), e a equação (IV.2) é aplicada sobre toda a embarcação.

$$F_{D2i} = F_{Di} + \rho \int_S \phi'_{Ri} \frac{\partial \phi_D}{\partial n} \, ds \qquad \text{(IV.5)}$$

Finalmente a condição de contorno cinemática C4.b, para os potenciais de onda incidente e de difração, é aplicada para eliminar o potencial de difração.

$$F_{D2i} = F_{Di} - \rho \int_S \phi'_{Ri} \frac{\partial \phi_I}{\partial n} \, ds \qquad \text{(IV.6)}$$

Explicitando-se F_{D2i} e F_{Di} nas suas componentes emparelhadas (e) e de sentidos opostos (o) têm-se:

$$F_{D2i} = F^{(o)}_{D2i} + F^{(e)}_{D2i}$$

$$F_{Di} = F^{(e)}_{D1i} + F^{(e)}_{D2i} = 2\, F^{(e)}_{D2i} \qquad \text{(IV.7)}$$

A componente de sentidos opostos pode então ser determinada:

$$F^{(o)}_{D2i} = F^{(e)}_{D2i} - F'_{D1i} \,, \quad i = 2,3,4 \qquad \text{(IV.8)}$$

onde $$F'_{D1i} = \rho \int_S \phi'_{Ri} \frac{\partial \phi_I}{\partial n} \, ds$$

Para o pontão S_1, basta inverter-se o sinal:

$$F^{(o)}_{D1i} = F'_{D1i} - F^{(e)}_{D1i} \,, \quad i = 2,3,4 \qquad \text{(IV.9)}$$

É possível avaliar-se esta última expressão desde que se modifi -

que os procedimentos de cálculo existentes para o potencial de radiação bidimensional, de modo a determinar-se o potencial ϕ'_{Ri} |46|.

IV.3 MÉTODO DE T.F. OGILVIE

Ogilvie define o potencial de radiação adicional ϕ''_{Ri} representando o movimento forçado de ambos os pontões, calculado supondo que se movem simetricamente em deriva e balanço e de maneira anti-simétrica em arfagem. Na figura IV.1 estão representados os movimentos em oposição definidos neste método.

As condições de contorno cinemáticas para ϕ''_{Ri} são:

$$\frac{\partial \phi''_{Ri}}{\partial n} = -j\omega\, n_i \qquad \text{em} \quad S_1$$

$$\frac{\partial \phi''_{Ri}}{\partial n} = j\omega\, n_i \qquad \text{em} \quad S_2 \tag{IV.10}$$

Ogilvie define as forças internas como o valor médio da diferença entre as forças agentes em cada casco. As forças internas de difração na linha de centro podem ser expressas pela contribuição do pontão nº 2 ou pela do nº 1 com sinal oposto.

O resultado acima apresentado é explicado a seguir.

Inicialmente partiu-se do balanço de forças:

$$\begin{bmatrix}\text{Força seccional de}\\ \text{difração boreste (o)}\end{bmatrix} = \begin{bmatrix}\text{Força de difração}\\ \text{total-boreste(e)}+\text{(o)}\end{bmatrix} - \frac{1}{2}\begin{bmatrix}\text{Força de difração}\\ \text{total (e)}\end{bmatrix}$$

$$= -\begin{bmatrix}\text{Força de difração}\\ \text{total-bombordo(e)}+\text{(o)}\end{bmatrix} + \frac{1}{2}\begin{bmatrix}\text{Força de difração}\\ \text{total (e)}\end{bmatrix}$$

Por conveniência toma-se a média:

$$F_{D2i}^{(o)} = \frac{1}{2} j \omega \rho \left(\int_{S_2} \phi_D \, n_i \, d s - \int_{S_1} \phi_D \, n_i \, d s \right) \qquad (IV.11)$$

Aplica-se agora as condições de contorno (IV.10):

$$F_{D2i}^{(o)} = \frac{\rho}{2} \int_{S_2} \phi_D \frac{\partial \phi''_{Ri}}{\partial n} d s + \frac{\rho}{2} \int_{S_1} \phi_D \frac{\partial \phi''_{Ri}}{\partial n} d s =$$

$$= \frac{\rho}{2} \int_{S} \phi_D \frac{\partial \phi''_{Ri}}{\partial n} d s \qquad (IV.12)$$

Como no método de Jan Mathisen e C.A.Carlsen aplica-se a segunda identidade de Green para os potenciais ϕ_D e ϕ''_{Ri}:

$$\int_S \phi_D \frac{\partial \phi''_{Ri}}{\partial n} d s = \int_S \phi''_{Ri} \frac{\partial \phi_D}{\partial n} d s =$$

$$= - \int_S \phi''_{Ri} \frac{\partial \phi_I}{\partial n} d s \qquad (IV.13)$$

Finalmente,

$$F_{D2i}^{(o)} = - \frac{\rho}{2} \int_S \phi''_{Ri} \frac{\partial \phi_I}{\partial n} d s$$

e

$$F_{D1i}^{(o)} = \frac{\rho}{2} \int_S \phi''_{Ri} \frac{\partial \phi_I}{\partial n} d s \qquad (IV.14)$$

IV.4 SOLUÇÃO DIRETA DO PROBLEMA DE DIFRAÇÃO PARA MAR DE TRAVÉS

A teoria do corpo esbelto ("slender body theory") determina diretamente as forças de difração do cálculo do potencial de difração. Essa teoria é similar à teoria bidimensional de faixas, embora a formulação do problema seja mais complexa.

A hipótese de esbeltez requer que o calado e a boca do corpo sejam pequenos quando comparados ao comprimento e que a forma e as dimensões das secções transversais variem de maneira suave ao longo do comprimento. Uma hipótese de freqüências altas é também adotada, requerendo-se comprimento de onda comparável à boca.

De modo a satisfazer a condição de contorno cinemática C4.b o potencial de difração deve apresentar um comportamento longitudinal similar ao potencial de ondas incidente. Isso permite formular-se o potencial de difração como:

$$\phi_D = \exp \{j\ Kx_1 \cos \beta\} \psi(x_1, x_2, x_3), \qquad \text{(IV.15)}$$

onde ψ é uma função potencial bidimensional de parâmetro x_1.

Esta expressão substituída na equação de Laplace tridimensional fornece a equação bidimensional de Helmholtz:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_3^2} - K^2 \cos^2 \beta = 0 , \qquad \text{(IV.16)}$$

onde a derivada longitudinal de ψ foi desprezada. Essa é a equação governante que deve ser resolvida de modo a obter-se os potenciais bidimensionais de difração. Somente para mares de través essa equação simplifica-se e resulta na equação de Laplace bidimensional.

Choo |11| aplicou a teoria do corpo esbelto para catamarãs, indicando que essa teoria é promissora para aplicação a plataformas semi-submersíveis de duplo casco. Liapis e Faltinsen desenvolveram recentemen te uma solução válida para todos os ângulos de incidência empregando um método novo e eficiente de representação integral do problema da equação de Helmholtz.

O potencial de difração para mares de través é relativamente simples de se obter. A abordagem apresentada neste tópico é superficial, visto que o problema análogo de determinação do potencial do movimento forçado será desenvolvido no próximo Capítulo.

Introduzindo-se a função potencial, de uma fonte puntiforme pulsante, na expressão do teorema de Green, obtém-se a seguinte equação integral para o potencial de difração em pontos do contorno:

$$-\pi\phi_D(P) + \frac{1}{\pi}\int_{S_1+S_2} \frac{\partial G(P;q)}{\partial n(q)}\, \phi_D(q)\, d\,s(q) =$$

$$= -\int_{S_1+S_2} G(P;q)\, \frac{\partial \phi_I\,(q)}{\partial n(q)}\, ds\,(q) \qquad \text{(IV.17)}$$

Aqui p e q são pontos em S_1 e S_2. Aproximando os contornos por segmentos de reta (s_j) e sendo ϕ_D, por hipótese, constante em um segmento, obtém-se o seguinte sistema algébrico de equações lineares para ϕ_D:

$$C_{ij}\, \phi_{Dj} = di \quad , \qquad i = 1,\ldots,N \qquad \text{(IV.18)}$$
$$j = 1,\ldots,N$$

onde N é o número total de segmentos em S_1 e S_2, C_{ij} é a matriz dos seguintes coeficientes:

$$C_{ij} = -\pi\, \delta_{ij} + \int_{s_j \atop i\neq j} \frac{\partial G_{ij}}{\partial n_j}\, d\,s_j \qquad \text{(IV.19)}$$

e

$$d_i = -\int_{s_j} G_{ij}\, \frac{\partial \phi_{Ij}}{\partial n_j}\, d\,s_j \qquad i\neq j \qquad \text{(IV.20)}$$

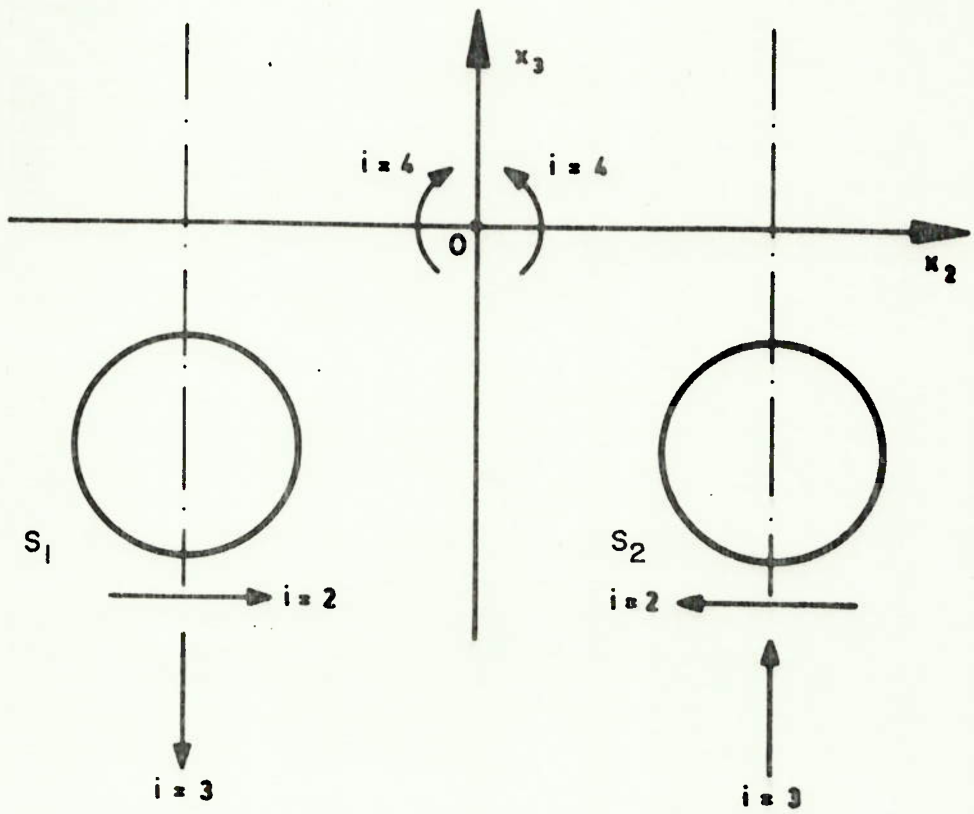


FIG. IV.1 MOVIMENTOS EM OPOSIÇÃO NO MÉTODO DE OGILVIE

CAPÍTULO V

MÉTODO DE POTASH PARA CÁLCULO DO POTENCIAL DE RADIAÇÃO

V.1 INTRODUÇÃO

Nos capítulos III e IV os coeficientes de massa adicionada e de amortecimento, e as forças excitantes de difração foram expressos em função dos potenciais de radiação do movimento forçado em águas calmas.

Os métodos disponíveis para o cálculo desses coeficientes enquadram-se em um dos seguintes grupos básicos:

(i) método de transformações conformes;

(ii) método de equações integrais;

(iii) método dos elementos finitos.

O passo inicial para o desenvolvimento do método das transformações conformes foi dado por Ursell |100| , em sua resolução apresentada para o movimento de arfagem de um cilindro circular. Outros investigadores o seguiram, e uma generalização do procedimento de Ursell, para cilindros de formas arbitrárias com três graus de liberdade, é devida a De Jong |44|.

Um procedimento numérico do qual as funções potenciais derivam diretamente de um sistema de equações integrais, sem o auxílio de transformações conformes, foi apresentado originariamente por Frank |25|.

Por último,o método variacional dos elementos finitos, para a solução de problemas bidimensionais, tem merecido atenção especial nos últimos anos, com o desenvolvimento de novos processos numéricos adaptados ao avanço da tecnologia dos computadores.

Sem entrar no mérito do sucesso alcançado pelos métodos de transformações conformes e dos elementos finitos, o objetivo do presente capítulo é apresentar o método alternativo de Potash |89| para a determinação dos potenciais de radiação, através de um sistema de equações integrais.

O trabalho original de Potash desenvolve uma extensão da aplicação da teoria potencial para cilindros bidimensionais, em movimentos harmônicos forçados de pequena amplitude, na superfície livre ou próximos, em um fluido de profundidade infinita. As equações são formuladas para respostas de primeira ordem e as soluções são apresentadas em termos de equações integrais de Fredholm. As soluções são limitadas a cilindros simétricos em relação ao eixo vertical. Para cilindros assimétricos, as modificações são indicadas no processo de obtenção desses potenciais.

Esse método é baseado na teoria da distribuição de singularidades, mas difere do método tradicional de Frank por utilizar não apenas fontes, mas também dipolos. Apresenta sobre este a vantagem teórica de o potencial ser obtido diretamente de uma equação integral, e a vantagem prática de que a influência das freqüências irregulares não é tão acentuada quanto no método de Frank.

Será feita uma comparação teórica entre os dois métodos, comprovada com resultados computacionais da referência |10|.

V.2 PROBLEMA POTENCIAL DE PRIMEIRA ORDEM

A notação particular, adotada neste capítulo, visa a uma identificação mais imediata com as variáveis do programa de computador NVPONT, apresentado no capítulo VII. Os eixos Ox_2 e Ox_3, do sistema fixo de referência $Ox_1x_2x_3$, serão indicados aqui por Ox e Oy, respectivamente.

O problema P_i, formulado no capítulo III, será agora reescrito apenas para o potencial de radiação ϕ_{Ri}.

Seja,

$$\phi_{Ri} = \phi_{R1i} + j\ \phi_{R2i} \qquad (V.1)$$

No método de Potash, as componentes ϕ_{R1i} e ϕ_{R2i} são identificadas, respectivamente, por $\omega\psi_i$ e $-\omega\phi_i$

O problema pode então ser reformulado para as componentes ϕ_i, por exemplo. A equação de Laplace é expressa por:

$$* \quad \phi_{ixx}(x,y) + \phi_{iyy}(x,y) = 0 \quad , \quad i = 1 \text{ (deriva)} \qquad (V.2)$$

$$2 \text{ (arfagem)}$$

$$3 \text{ (balanço)}$$

$$(x,y) \text{ no domínio fluido D}$$

Seguem as seguintes condições de contorno:

(i) condição linearizada na superfície livre

$$\phi_{iy}(x,0) - \frac{\omega^2}{g}\phi_i(x,0) = 0 \quad , \quad i = 1,2,3 \qquad (V.3)$$

---

* Os índices xx e yy indicam $\frac{\partial^2(.)}{\partial x^2}$ e $\frac{\partial^2(.)}{\partial y^2}$ respectivamente, e os índices simples indicam as primeiras derivadas.

(ii) condição de fundo

$$\lim_{y\to -\infty} \phi_{iy} = 0 \tag{V.4}$$

(iii) condição de radiação

$$\lim_{x\to \pm\infty} \left(\frac{\partial\phi_i}{\partial x} \mp j\, K\phi_i\right) = 0 \tag{V.5}$$

(iv) condição cinemática sobre a carena S

$$\phi_{in}(x,y)\,\Big|_S = n_i \,, \quad i = 1,2,3, \tag{V.6}$$

em adição às relações de simetria:

$$\phi_i(x,y) = -(1)^i\, \phi_i(-x,y) \tag{V.7}$$

O problema para os potenciais ψ_i é análogo, a menos da condição de contorno sobre a carena, que é homogênea.

Neste ponto, todas as variáveis são adimensionalizadas em relação a uma dimensão característica $\underline{b}$. Define-se também o número de onda adimensional como:

$$K = \frac{\omega^2}{g}\, b$$

Os fatores de adimensionalização para os potenciais ϕ_i e ψ_i são $1/b$, para $i=1,2$ e $1/b^2$ para $i=3$.

V.3 MÉTODO DE SOLUÇÃO E PROCEDIMENTO NUMÉRICO

As soluções serão apresentadas implicitamente por um sistema de equações integrais, obtido pela aplicação do teorema de Green a um ponto P, arbitrário, no domínio fluido.

A solução do sistema de equações será obtida numericamente em um número finito de pontos próximos à superfície do cilindro. O método adotado possui a vantagem de permitir a resolução do problema no plano físico, evitando-se transformações conformes do contorno das secções. Expressões analíticas para os contornos S não são necessárias, o que permite grande variedade de secções.

O método requer uma função G contendo uma singularidade logarítmica (fonte pulsante) no ponto $Q(\xi,\eta)$. Essa função deve satisfazer, para pontos $P \neq Q$, a equação de Laplace e as condições de contorno do problema proposto, eliminando-se porém a condição sobre a carena S. A função de Green G representa o potencial complexo em um ponto $P(x,y)$ devido à uma fonte de intensidade 2π, presente em um ponto $Q(\xi,\eta)$ do contorno. A dedução desta função, feita por Thorne em 1953 |99|, não será apresentada aqui, e uma forma equivalente pode ser encontrada na referência |105|.

De acordo com Thorne, a função G, para uma fonte em ζ, é expressa por:

$$G^*(z,\zeta;t) = \{\mathrm{Log}(\frac{z-\zeta}{z-\bar{\zeta}}) + 2P.V.\int_0^{\infty} \frac{e^{-ik(z-\bar{\xi})}}{K-k}\}\cos \omega t +$$

$$- 2\pi\, e^{-iK(z-\bar{\zeta})} \operatorname{sen} \omega t, \qquad (V.8)$$

onde

$$z = x + iy \;, \quad \zeta = \xi + i\eta \;, \qquad \eta \leq 0$$

Na definição de seu valor real, apresentada a seguir, deve-se observar que não há interação da unidade imaginária $\underline{j}$ do plano complexo t com a unidade imaginária $\underline{i}$.

$$G(x,y;\xi,\eta) = \mathrm{Re}_i\{\mathrm{Log}(\frac{z-\zeta}{z-\bar{\zeta}}) + 2\mathrm{P.V.}\int_0^\infty \frac{e^{-ik(z-\bar{\zeta})}}{K-k}\,dk +$$

$$- j\, 2\pi\, e^{-iK(z-\bar{\zeta})}\} = \tag{V.9}$$

$$= G_c(x,y;\xi,\eta) + j\, G_s(x,y;\xi,\eta)$$

O teorema de Green é aplicado às funções $\phi(P) = \psi_i - j\phi_i$ e $G(P;Q)$, onde Q pertence ao contorno do domínio fluido D, definido na figura V.1. O resultado é uma relação integral para o potencial ϕ satisfazendo o problema bidimensional de condições de contorno:

$$\iint_D (\phi\nabla^2 G - G\nabla^2\phi)\,dx\,dy = \int_{S_F \cup S \cup \Sigma_R \cup \Sigma_\varepsilon} (\phi\frac{\partial G}{\partial n} - G\frac{\partial\phi}{\partial n})\,ds \tag{V.10}$$

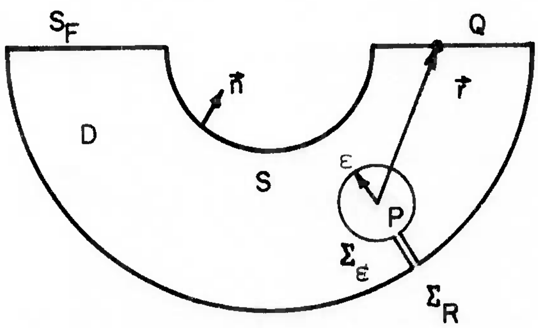


FIG. V.1 - Domínio D para a aplicação do teorema de Green.

Como ϕ e G satisfazem a equação de Laplace em D, o lado direito da equação (V.10) é igual a zero.

Assim,

$$\int_{S_F} (\phi G_y - G\phi_y)dx + \int_S (\phi G_n - G\phi_n)ds + \int_{\Sigma_R} (\phi G_R - G\phi_R)ds +$$

$$+ \int_{\Sigma_\varepsilon} (\phi G_n - G\phi_n)ds = 0 \qquad (V.11)$$

Em Σ_R demonstra-se que a integral se anula para $R \to \infty$.*

Na superfície livre, a condição de contorno linearizada fornece:

$$G_y - \frac{\omega^2}{g} G = 0$$

$$\phi_y - \frac{\omega^2}{g} \phi = 0, \qquad (V.12)$$

ou simplesmente,

$$\phi_y G_y - G\phi_y = 0, \qquad (V.13)$$

anulando-se assim a integral em S_F.

Para os pontos de singularidade (P=Q), verifica-se que:

$$\int_{\Sigma_\varepsilon} (\phi G_n - G\phi_n)ds = -2\pi\phi(P) \qquad (V.14)$$

---

*SOBOLEV, S.L. <u>Partial Differential Equations of Mathematical Physics</u>, Addison-Wesley, p.220, 1964.

Com esses resultados na equação (V.11), para todo ponto P ε D, obtém-se uma equação integral de Fredholm de segunda espécie, linear em ϕ:

$$\phi(P) = \frac{1}{2\pi}\int_S \phi(q)\,\frac{\partial G(P;q)}{\partial n(q)}ds(q) - \frac{1}{2\pi}\int_S \frac{\partial\phi(q)}{\partial n(q)}\,G(P;q)ds(q) \qquad (V.15)$$

A segunda integral da equação (V.11) pode ser interpretada como uma superposição dos efeitos, sobre o ponto P, de fontes distribuídas no contorno S. A primeira integral nada mais é do que a contribuição de dipolos, pois a derivada em relação à normal do potencial de uma fonte representa o potencial de um dipolo.

A seguir serão feitas considerações visando a definir um procedimento numérico para a resolução desta última equação.

O cilindro será aproximado por um número N de segmentos de reta, conectando N+1 pontos em metade do perfil, no quarto quadrante (Fig.V.2). No caso de haverem dois cascos a discretização é semelhante (Fig.VII.2) .

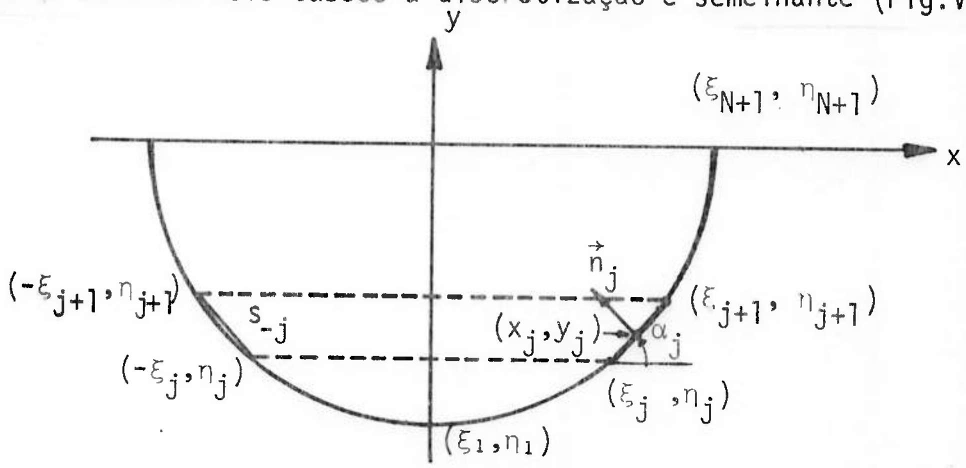


FIG. V. 2 - Discretização do contorno S

A integração será efetuada ao longo de cada segmento da reta s_j, com o auxílio de propriedades de simetria do contorno e dos potenciais de velocidade.

Como mostrado na Fig.V.2, para o segmento s_j, define-se os seguintes parâmetros:

- ângulo de inclinação

$$\alpha_j = \tan^{-1}\left(\frac{\eta_{j+1} - \eta_j}{\xi_{j+1} - \xi_j}\right) , \qquad (V.16)$$

- comprimento

$$|s_j| = \{(\xi_{j+1} - \xi_j)^2 + (\eta_{j+1} - \eta_j)^2\}^{1/2} , \qquad (V.17)$$

- ponto médio

$$(x_i, y_i) = \frac{1}{2}(\xi_{j+1} + \xi_j, \eta_{j+1} + \eta_j) , \qquad (V.18)$$

- vetor unitário normal para dentro do cilindro

$$\vec{n}_j = (-\text{sen}\,\alpha_j, \cos\alpha_j) \qquad (V.19)$$

Deve-se observar que, nas integrais que seguem, as variáveis ξ e η são as variáveis de integração, e o operador $\frac{\partial}{\partial n}$ é expresso em termos de $\xi(s)$ e $\eta(s)$.

Separando-se agora a função G nas partes proporcionais a sen ωt e cos ωt, e tendo-se em conta as condições cinemáticas para ϕ_m e ψ_m, para cada segmento s_j têm-se:

$$-\phi_m(x,y) + \frac{1}{2\pi}\int_{-L}^{L}\{\phi_m(\xi,\eta)\,\frac{\partial G_c}{\partial n}(x,y;\xi,\eta) - \psi_m\,\frac{\partial G_s}{\partial n}(x,y;\xi,\eta)\}\,ds =$$

$$= \frac{1}{2\pi}\int_{-L}^{L}\frac{\partial\phi_m}{\partial n}(\xi,\eta)G_c(x,y;\xi,\eta)\,ds, \qquad m = 1,2,3 \qquad (V.20)$$

$$(x,y)\in S$$

$$-\psi_m\ (x,y) + \frac{1}{2\pi}\int_{-L}^{L} \{\phi_m(\xi,\eta)\ \frac{\partial G_s}{\partial n}(x,y;\xi,\eta) + \psi_m\ \frac{\partial G_c}{\partial n}(x,y;\xi,\eta)\}ds =$$

$$= \frac{1}{2\pi}\int_{-L}^{L} \frac{\partial \phi_m}{\partial n}\ (\xi,\eta)G_s(x,y;\xi,\eta)ds\ , \qquad m = 1,2,3 \qquad (V.21)$$

$$(x,y)\ \varepsilon\ S$$

Procura-se soluções para o potencial no ponto médio (x_i,y_i)de cada segmento. Tendo em vista simplificações nas equações apresentadas,será feita a seguir a hipótese de que o potencial em qualquer ponto do segmento é igual ao potencial no seu ponto médio. Decorre portanto:

$$\int_{-L}^{L} \phi_m(\xi,\eta)(\vec{n}.\nabla)G(x,y;\xi,\eta)ds =$$

$$= \int_{0}^{L} \phi_m(-\xi,\eta)(\vec{n}.\nabla)G(x,y;-\xi,\eta)ds +$$

$$+ \int_{0}^{L} \phi_m(\xi,\eta)(\vec{n}.\nabla)G(x,y;\xi,\eta)ds =$$

$$\cong \sum_{j=1}^{N} \phi_m(x_j,y_j)\ \{\int_{\xi_j+i\eta_j}^{\xi_{j+1}+i\eta_{j+1}} (\vec{n}.\nabla)G(x_i,y_i;\xi,\eta)\ ds +$$

$$+ (-1)^m \int_{\xi_j+i\eta_j}^{\xi_{j+1}+i\eta_{j+1}} (\vec{n}.\nabla)G(x_i,y_i;-\xi,\eta)ds\} \qquad (V.22)$$

Na dedução acima foi utilizada a relação de simetria (V.7).

Para cilindros assimétricos a somatória da equação (V.22) deve ser substituída por:

$$\sum_{j=1}^{N} \phi\ _m(x_j,y_j) \int_{\xi_j+i\eta_j}^{\xi_{j+1}+i\eta_{j+1}} (\vec{n}.\nabla)G(x_i,y_i;\xi,\eta)\ ds\ , \qquad (V.23)$$

onde o ponto inicial, $\xi_1 + i\eta_1$, no caso de um cilindro simétrico parcialmente submerso, é a intersecção do cilindro com a linha y=0 no terceiro quadrante. Para dois cilindros a integração deve processar-se do cilindro nº 1 ao cilindro nº 2.

O sistema de equações integrais lineares fica reduzido ao seguinte conjunto de 2N equações algébricas lineares em $\phi_m(x_i,y_i)$, $\psi_m(x_i,y_i)$, i = 1,2,...,N:

$$-2\pi\phi_m(x_i,y_i) + \sum_{j=1}^{N} \phi_m(x_j,y_j)I_{ij}^{(m)} - \sum_{j=1}^{N} \psi_m(x_j,y_j)J_{ij}^{(m)} = \sum_{j=1}^{N} K_{ij}^{(m)}$$

$$-2\pi\psi_m(x_i,y_i) + \sum_{j=1}^{N} \phi_m(x_j,y_j)J_{ij}^{(m)} + \sum_{j=1}^{N} \psi_m(x_j,y_j)I_{ij}^{(m)} = \sum_{j=1}^{N} L_{ij}^{(m)},$$

(V.24)

para m = 1,2,3; onde $I_{ij}^{(m)}$, $J_{ij}^{(m)}$, $K_{ij}^{(m)}$, e $L_{ij}^{(m)}$ são definidos como segue:

$$I_{ij}^{(m)} = \int_{s_j} (\vec{n}.\nabla)\mathrm{Re}\{\mathrm{Log}(z_i-\zeta) - \mathrm{Log}(z_i-\bar{\zeta}) + 2P.V.\int_0^{\infty} \frac{e^{-ik(z_i-\bar{\zeta})}}{K-k}dk\}\,ds$$

$$+(-1)^m\int_{s_j} (\vec{n}.\nabla)\mathrm{Re}\{\mathrm{Log}(z_i+\bar{\zeta}) - \mathrm{Log}(z_i+\zeta) + 2P.V.\int_0^{\infty} \frac{e^{-ik(z_i+\zeta)}}{K-k}dk\}\,ds,$$

(V.25)

$$J_{ij}^{(m)} = -2\pi\{\int_{s_j} (\vec{n}.\nabla)\mathrm{Re}\, e^{-iK(z_i-\bar{\zeta})}ds + (-1)^m\int_{s_j} (\vec{n}.\nabla)\mathrm{Re}\, e^{-iK(z_i+\zeta)}ds\},$$

(V.26)

$$K_{ij}^{(m)} = \vec{n}_j(x_j,y_j)\{\int_{S_j} \mathrm{Re}[\mathrm{Log}(z_i-\zeta) - \mathrm{Log}(z_i-\bar{\zeta}) + 2P.V.\int_0^\infty \frac{e^{-ik(z_i-\bar{\zeta})}}{K-k} dk] ds$$

$$+(-1)^m \int_{S_j} \mathrm{Re}[\mathrm{Log}(z_i+\bar{\zeta}) - \mathrm{Log}(z_i+\zeta) + 2P.V.\int_0^\infty \frac{e^{-ik(z_i+\zeta)}}{K-k} dk] ds\},$$

(V.27)

$$L_{ij}^{(m)} = -2\pi\vec{n}_j(x_j,y_j)\{\int_{S_j} \mathrm{Re}\ e^{-iK(z_i-\bar{\zeta})} \quad +(-1)^m\int_{S_j} \mathrm{Re}\ e^{-iK(z_i+\zeta)}\ ds\}$$

(V.28)

O desenvolvimento dessas fórmulas é apresentado no Apêndice A.II. Assim, para uma dada secção transversal de um cilindro e para uma dada freqüência, o sistema (V.24) de 2N equações, resolvido, fornece os potenciais $\psi_m(x_i,y_i)$ e $\phi_m(x_i,y_i)$ para cada modo de movimento.

V.4 COMPARAÇÃO DO MÉTODO DE FRANK COM O MÉTODO DE POTASH

Frank e Potash, aplicando o teorema de Green aos contornos do domínio fluido, obtiveram soluções análogas para os potenciais de radiação, dadas implicitamente por um sistema de equações integrais.

Ambos os métodos requerem uma função de Green, contendo uma singularidade logarítmica, que satisfaça o problema de condições de contorno, com a condição sobre a carena eliminada. Entretanto, os processos para obtenção dos potenciais não são similares, como será visto a seguir.

A equação (V.19) não foi resolvida diretamente por Frank. O potencial no ponto P é definido, em seu método, em função de uma distribuição contínua de fontes sobre o contorno S:

$$\phi_i(P) = \frac{1}{2\pi}\int_S \sigma_i(q)G(P;q)ds(q) \tag{V.29}$$

Aplicando-se a condição cinemática sobre a carena, a intensidade das fontes pode ser determinada através da seguinte equação:

$$-\sigma_i(P) + \frac{1}{2\pi}\int_S \sigma_i(q)\,\frac{\partial G(P;q)}{\partial n(q)}\,ds(q) = \frac{\partial \phi_i(P)}{\partial n(p)} \tag{V.30}$$

Resolvendo-se a equação (V.30) numericamente, os potenciais de radiação podem ser determinados por (V.29), para um ponto P do cilindro.

Essa solução é equivalente à obtida através da equação (V.19). De modo a verificar-se tal afirmativa é suficiente substituir-se $\sigma_i(P)$, dado implicitamente pela equação (V.30), em (V.29), como segue:

$$\phi_i(P) = \frac{1}{2\pi}\int_S \{-\frac{\partial \phi_i(q)}{\partial n(q)} + \frac{1}{2\pi}\int_S \sigma_i(q)\,\frac{\partial G(P;q)}{\partial n(q)}\,ds(q)\}\,G(P;q)ds(q) =$$

$$= -\frac{1}{2\pi}\int_S \frac{\partial \phi_i(q)}{\partial n(q)}\,G(P;q)ds(q) +$$

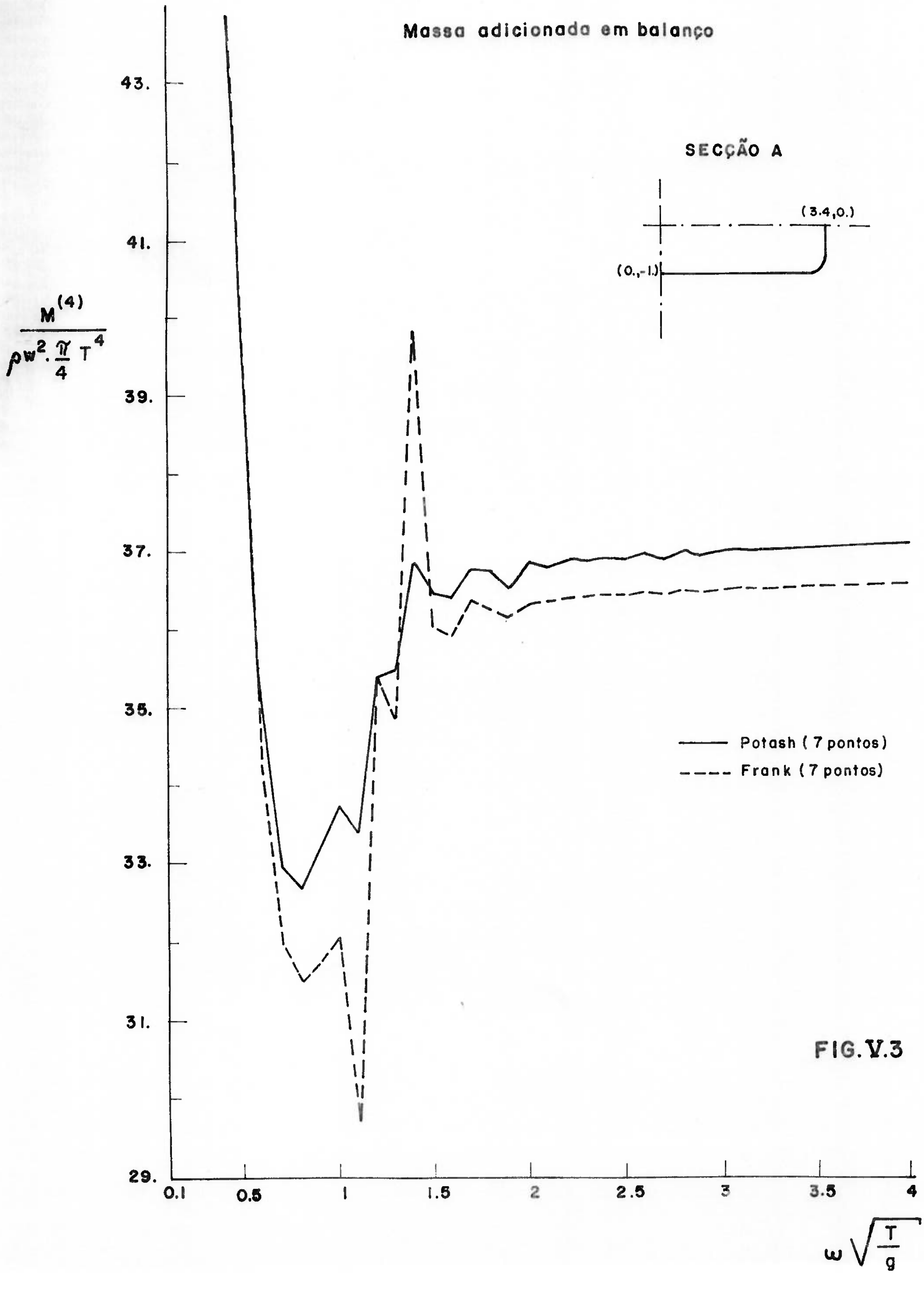
$$+ \frac{1}{2\pi}\int_S \frac{\partial G(P;q)}{\partial n(q)}\,\{\frac{1}{2\pi}\int_S \sigma_i(q)G(P;q)ds(q)\}ds(q) =$$

$$= -\frac{1}{2\pi}\int_S \frac{\partial \phi_i(q)}{\partial n(q)}\,G(P;q)ds(q) + \frac{1}{2\pi}\int_S \phi_i(q)\,\frac{\partial G}{\partial n}(P;q)ds(q)\,. \tag{V.31}$$

Este último resultado, apresentado por Potash, possui a vantagem de o potencial para cada modo de movimento ser obtido diretamente de uma equação integral, sem a necessidade de integrações adicionais.

Os dois processos são equivalentes e o problema de freqüências irregulares, apresentado no capítulo VI, está presente em ambos. Pritz e Chataignier |10| em seu estudo comparativo, entretanto, apresentam resultados computacionais que atestam um desempenho mais satisfatório do método de Potash em freqüências próximas às freqüências irregulares. Esse estudo foi desenvolvido para diferentes secções transversais, e uma conclusão geral, que ali se apresenta, é que a importância dos picos de amplitude em freqüências irregulares decresce com o aumento do número de pontos definidores da secção. Uma recomendação de caráter prático é fixar-se esse número em torno de 15. Nas figuras V.3 e V.4 ilustra-se o comportamento de ambos os métodos para duas secções distintas. Verifica-se a ocorrência de freqüências irregulares nos dois métodos, embora com picos de menor intensidade no método de Potash.

No próximo capítulo será analisado o problema de freqüências irregulares e serão discutidas alternativas visando a eliminar ou atenuar a ocorrência destas freqüências.



Massa adicionada em balanço
SECÇÃO A
(3.4,0.)
(0.,-1.)
43.
41.
39.
37.
35.
33.
31.
29.
$\frac{M^{(4)}}{\rho w^2 . \frac{\pi}{4} T^4}$
0.1
0.5
1
1.5
2
2.5
3
3.5
4
$\omega \sqrt{\frac{T}{g}}$
Potash (7 pontos)
Frank (7 pontos)

FIG. V.3

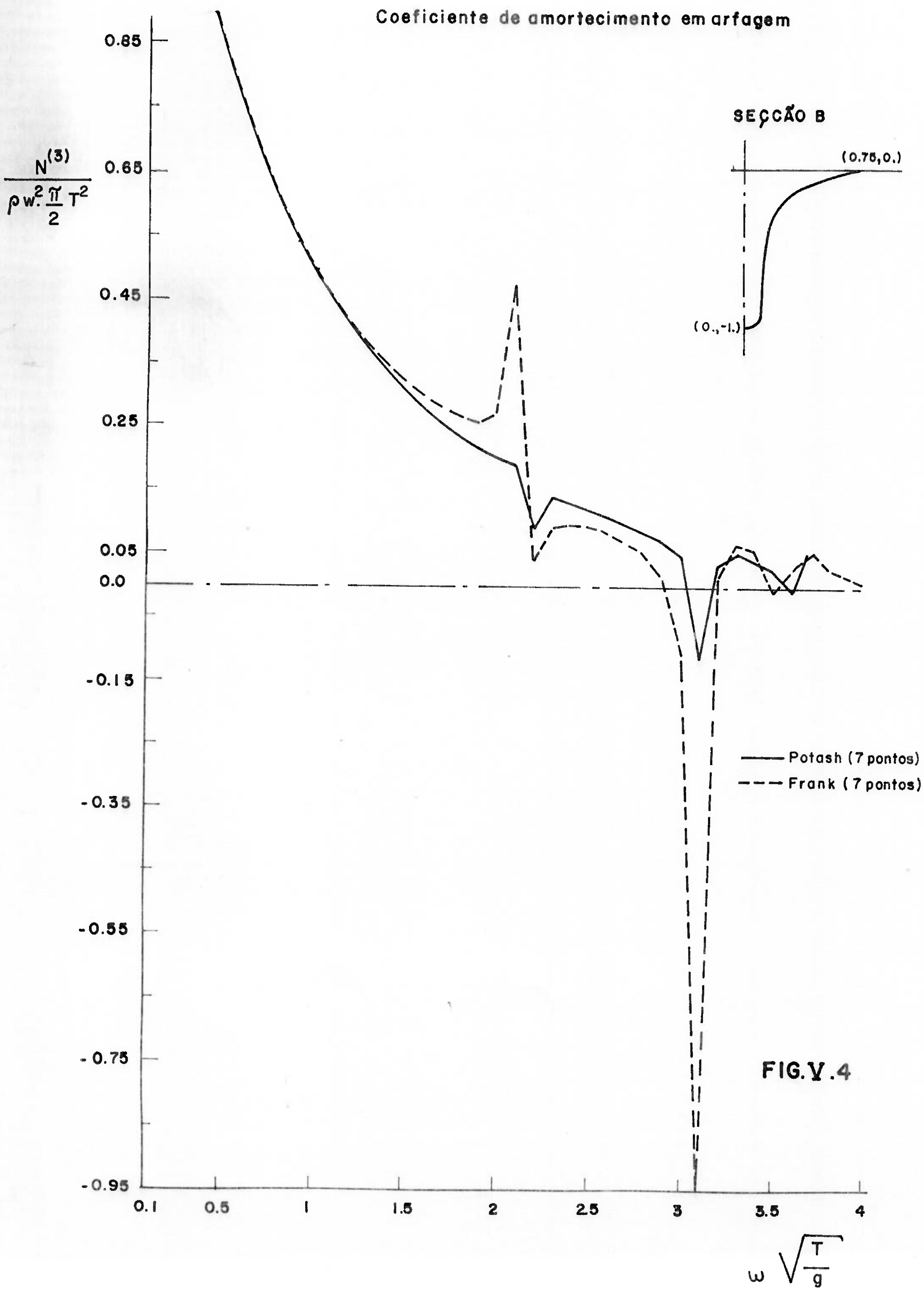

Coeficiente de amortecimento em arfagem
$\frac{N^{(3)}}{\rho w^2 \frac{\pi}{2} T^2}$
0.85
0.65
0.45
0.25
0.05
0.0
-0.15
-0.35
-0.55
-0.75
-0.95
0.1
0.5
1
1.5
2
2.5
3
3.5
4
$\omega \sqrt{\frac{T}{g}}$
SECÇÃO B
(0.75,0.)
(0.,-1.)
Potash (7 pontos)
Frank (7 pontos)

FIG.V.4

CAPÍTULO VI

ANÁLISE DE FREQÜÊNCIAS IRREGULARES

VI.1 INTRODUÇÃO

Os métodos de equações integrais apresentam problemas de ressonância em um conjunto discreto (infinito) de freqüências irregulares. Deve-se ressaltar que este fato está relacionado ao processo de obtenção da solução matemática em si, não havendo correlação com fenômenos físicos de ressonância.

A conseqüência prática da ocorrência de freqüências irregulares é que, dentro da aproximação numérica adotada, a solução torna-se inaceitável em certos intervalos de freqüência, cada intervalo contendo uma determinada freqüência irregular. A extensão deste intervalo depende da malha adotada no modelo numérico.

Na teoria bidimensional de faixas o problema poderia ser contornado, utilizando-se o método das transformações conformes. Neste caso, porém, o tempo de processamento em computador seria consideravelmente maior devido à necessidade adicional da obtenção dos coeficientes de transforma -

ção de Theodorsen, especialmente para determinadas formas de secções. Este método, entretanto, não é aplicável a problemas de distribuição das pressões de difração, onde a equação de Laplace é substituída pela equação de Helmholtz. Para tais problemas os métodos disponíveis são basicamente métodos de equações integrais e o problema de freqüências irregulares persiste.

O objetivo deste capítulo é apresentar o conceito de freqüências irregulares e discutir métodos que eliminem ou atenuem a ocorrência destas freqüências. Serão discutidos os métodos de Paulling/Wood |106| e o de Ursell/Ogilvie |100| e |76|.

VI.2 O CONCEITO DE FREQÜÊNCIAS IRREGULARES

John | 42 | foi aparentemente o primeiro a demonstrar a existência de freqüências irregulares em problemas de superfície livre. Lamb |53| estudou um problema análogo em acústica.

Em problemas de acústica as freqüências de ressonância podem ocorrer devido à compressibilidade do fluido. No caso de cilindros parcialmente submersos, embora o fluido seja considerado perfeito, a presença da superfície livre acarreta o aparecimento desse fenômeno no processo de cálculo.

John indicou que o problema de condições de contorno "externo " para o potencial ϕ, discutido no capítulo V, não pode ser resolvido por métodos de equações integrais, nas freqüências para as quais o escoamento hipotético no interior do corpo possua soluções características (não homogêneas). Pode-se demonstrar que as freqüências irregulares correspondem às soluções características do problema de condições de contorno para o potencial virtual ($\bar{\phi}$), no interior (D_i) do cilindro. Este problema apresenta ainda con dições de Dirichlet sobre o contorno S (Fig.VI.1):

$$\nabla^2\hat{\phi} = 0 \qquad , \ (x,y) \in D_i ; \qquad \text{(VI.1)}$$

$$\frac{\partial\hat{\phi}}{\partial y} - K\,\hat{\phi} = 0 \qquad , \ (x,y) \in S_{Fi} . \qquad \text{(VI.2)}$$

Para um número discreto de valores de K_i, i=1,2,3,..., o problema acima possui soluções características $\hat{\phi}_i$ diferentes de zero, e esses números de onda irregulares correspondem às freqüências irregulares do problema "externo" de condições de contorno para o potencial ϕ .

A seguir será esboçado o procedimento de Ohmatsu |80| de modo a estabelecer-se de forma clara o relacionamento entre o problema hipotético "interno" e o problema físico "externo".

O teorema de Green, aplicado às funções $G(\hat{P},Q)$ e $\hat{\phi}(Q)$, para pontos $\hat{P}$ do interior de S, fornece:

$$\hat{\phi}(\hat{P}) = -\frac{1}{2\pi}\int_S \{\hat{\phi}(q)\,\frac{\partial G(\hat{P};q)}{\partial n(q)} - \frac{\partial\hat{\phi}(q)}{\partial n(q)}\,G(\hat{P};q)\}ds(q) \qquad \text{(VI.3)}$$

O resultado acima é análogo à equação (V.19). A normal $\vec{n}$ é mantida como a normal interna a S, o que explica a diferença de sinal entre (V.19) e (VI.3).

É conveniente aplicar-se também o teorema de Green às funções G(P;Q) e $\hat{\phi}(Q)$, para pontos P fora de S. Neste caso, ambas as funções são harmônicas no interior de S, obtendo-se então:

$$0 = -\frac{1}{2\pi}\int_S \{\hat{\phi}(q)\,\frac{\partial G(P;q)}{\partial n(q)} - \frac{\partial\hat{\phi}(q)}{\partial n(q)}\,G(P;q)\}ds(q) \qquad \text{(VI.4)}$$

O problema "interno" ficará definido estabelecendo-se as condições de Dirichlet para pontos Q em S:

$$\hat{\phi}(Q) = \phi(Q) \tag{VI.5}$$

As equações (V.19) e (VI.4), adicionadas, fornecem:

$$\phi(P) = \frac{1}{2\pi}\int_S \sigma(q)G(P;q)\, ds\,(q)\ , \tag{VI.6}$$

onde

$$\sigma(q) = \frac{\partial\hat{\phi}(q)}{\partial n(q)} - \frac{\partial\phi(q)}{\partial n(q)} \tag{VI.7}$$

A equação (VI.6) representa o potencial em um ponto P devido a uma distribuição contínua de fontes de densidade $\sigma(q)$, sobre o contorno S. A utilidade desta equação depende da existência de uma solução $\hat{\phi}(P)$ do problema "interno", de tal modo que:

(i) a condição (VI.5) é satisfeita;

(ii) $\frac{\partial\hat{\phi}(q)}{\partial n(q)}$ é definida univocamente em S.

Essas condições, entretanto, não podem ser verificadas sempre. Em particular, existem algumas freqüências ω_i para as quais o problema "interno" possui soluções que verificam:

$$\hat{\phi}(\hat{P}) = \phi(P) = 0 \quad \text{para} \quad P = Q,\ \text{em}\ S \tag{VI.8}$$

Pode-se determinar uma solução apropriada $\hat{\phi}_i(\hat{P})$ para o problema "interno", correspondente à freqüência ω_i, que satisfaça (VI.5). É possível ainda adicionar-se à esta solução um múltiplo arbitrário da solução característica, por exemplo $A\hat{\phi}_i(\bar{P})$, e a condição (VI.5) permanece satisfeita.

A contribuição da solução característica para o valor da densidade de fonte (VI.7) não será nula, dependendo do valor arbitrário $\underline{A}$. Assim, $\sigma(q)$ não é única. Isso não implica em que a solução do problema "externo" não seja única. John demonstrou a existência e unicidade de tais soluções para a maioria dos casos práticos em engenharia naval.

Além disso, verifica-se diretamente que essa distribuição indeterminada de fontes não contribui em nada para o potencial $\phi(P)$, em pontos externos a S. De fato, sendo $\hat{\phi}_i(Q) = 0$ para pontos Q em S, observa-se de (VI.4) que:

$$\frac{1}{2\pi} \int_S \frac{\partial \hat{\phi}_i(q)}{\partial n(q)} G(P;q) ds(q) = 0, \qquad \text{(VI.9)}$$

para todo ponto P no semi-plano inferior, no exterior de S. Se a equação acima for multiplicada pela constante arbitrária $\underline{A}$, por intermédio de(VI.6) e (VI.7), obtém-se precisamente o potencial na região externa ao contorno S, correspondente à distribuição de fontes não única em S. A equação (VI.9) indica portanto que essa contribuição é nula no exterior de S.

O problema de freqüências irregulares não se limita aos particulares valores de K_i. Ogilvie e Shin |76| indicaram que resolvendo-se o problema para uma freqüência arbitrária, distinta das freqüências características, e então aproximando-se esta a uma determinada freqüência irregular K_i, as densidades das fontes assumem valores infinitos em quase todo o contorno S.

O método de equações integrais revela-se a princípio inadequado para a solução de tais problemas. Como pode ser verificado, o método de Frank falha em determinadas freqüências. Não parece tão óbvio o fato de o método de Potash também falhar nestas mesmas freqüências, pois este não utiliza a função densidade da fontes. Neste caso parece natural suspeitar-se da escolha da função de Green como causadora desses problemas.

VI.3 MÉTODOS PARA ELIMINAÇÃO DE FREQÜÊNCIAS IRREGULARES

VI.3.1 Método de Paulling e Wood

Paulling e Wood relacionaram as freqüências irregulares, do problema "interno", às freqüências naturais de um "chapinhamento" artificial ("sloshing") no interior do corpo. Esta analogia física serviu de base à sugestão, por eles apresentada, de colocar-se um convés rígido na superfície interna S_{Fi} (Fig.VI.1). Assim, com o corpo fechado, e sendo o fluido incompressível, não haveria a possibilidade de ocorrência de "chapinhamento". Foi proposta ainda uma condição de contorno de Neumann em S_{Fi}:

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = 0 \quad , \qquad (x,y) \varepsilon \, S_{Fi} \tag{VI.10}$$

Estendendo a integração sobre a superfície S_{Fi} e utilizando a condição (VI.10), Ohmatsu |80| modificou as equações integrais para o movimento forçado e demonstrou que as novas equações fornecem soluções únicas para todas as freqüências.

Børresen |6| aplicou este método para diferentes secções e verificou que o efeito das freqüências irregulares persiste, embora se manifeste para freqüências mais altas.

O método de Paulling e Wood pode ser analisado, também, como uma analogia ao caso de um cilindro submerso, para o qual não há ocorrência de freqüências irregulares, pois a única solução possível para o problema homogêneo é a solução trivial. Impondo-se uma condição homogênea no "convés", espera-se eliminar as freqüências irregulares do mesmo modo. Os resultados apresentados por Børresen parecem mostrar, entretanto, que esta analogia não conduz a conclusões satisfatórias.

VI.3.2 Função de Green modificada de Ursell e Ogilvie

Ursell |100| propôs em 1953 um método para eliminar a ocorrência de freqüências irregulares. Ele adicionou à função de Green clássica para o problema, uma fonte na origem, com intensidade e fase selecionadas de modo que a energia associada a um possível "chapinhamento" fosse absorvida pela fonte.

É possível demonstrar que não existe nenhuma solução característica para uma gama ampla de intensidade dessas fontes centrais, no caso especial do movimento de arfagem. A idéia básica do método consiste em modificar-se a função G adicionando-se um potencial ϕ_S de uma fonte na origem, para o movimento simétrico a arfagem:

$$\tilde{G}_S(P;Q) = G(P;Q) + A\phi_S(P;0)G(0;Q) \ , \qquad \text{(VI.11)}$$

onde

$$\phi_S(P;0) = G(P;0) = -2\{P.V.\int_0^\infty \frac{e^{ky}\cos kx}{K-k}\,dk +$$

$$+ j\pi e^{Ky}\cos Kx\} \qquad \text{(VI.12)}$$

O último termo em (VI.11) preserva a simetria em P e Q da fun ção de Green. $\underline{A}$ é a intensidade complexa da fonte, que deve em princípio ser função do número de onda.

Ursell provou que esta modificação da função de Green, para o potencial simétrico de arfagem, elimina a ocorrência de freqüências irregulares para cilindros de forma arbitrária e para intensidades $\underline{A}$ também arbitrárias.

A função $\tilde{G}_s$ deve ser introduzida na equação integral (V.19) do método de Potash.

Apresenta-se no final deste capítulo resultados obtidos por Børresen para uma seção retangular (Fig.VI.2), pelo método de Potash com a função de Green modificada de Ursell e Ogilvie. A intensidade da fonte escolhida foi (0,1). A = (0,0) corresponde ao método original de Potash.

Nas Figs. (VI.3) e (VI.4) observa-se a ocorrência da 1ª freqüência irregular em $K_1 \cong 1.03$. Este valor pode ser confirmado pela expressão obtida por Frank, através do método de separação de variáveis, para números de onda característicos de cilindros retangulares parcialmente submersos:

$$K_n = (n\pi/B)\coth(n\pi T/B) \ , \quad n = 1,2,3,\ldots \qquad \text{(VI.13)}$$

Para B/T = 10 têm-se:

$$K_1 \cong 1.03 \ ; \quad K_3 \cong 1.12 \ ; \quad K_5 \cong 1.28; \ \ldots \qquad \text{(VI.14)}$$

Valores ímpares de $\underline{n}$ referem-se aos valores característicos para o potencial simétrico de arfagem, enquanto que valores pares relacionam-se com o potencial anti-simétrico de deriva. O potencial de balanço possuirá as mesmas freqüências irregulares do potencial de deriva. Observa-se que, pa ra valores de razão boca/calado altos, ocorre uma concentração de números de ondas irregulares no eixo das abscissas.

A modificação de Ursell/Ogilvie não se aplica para o potencial anti-simétrico de deriva. Børresen |6| sugere, neste caso, a introdução de vórtices para modificar a função de Green clássica.

Assim,

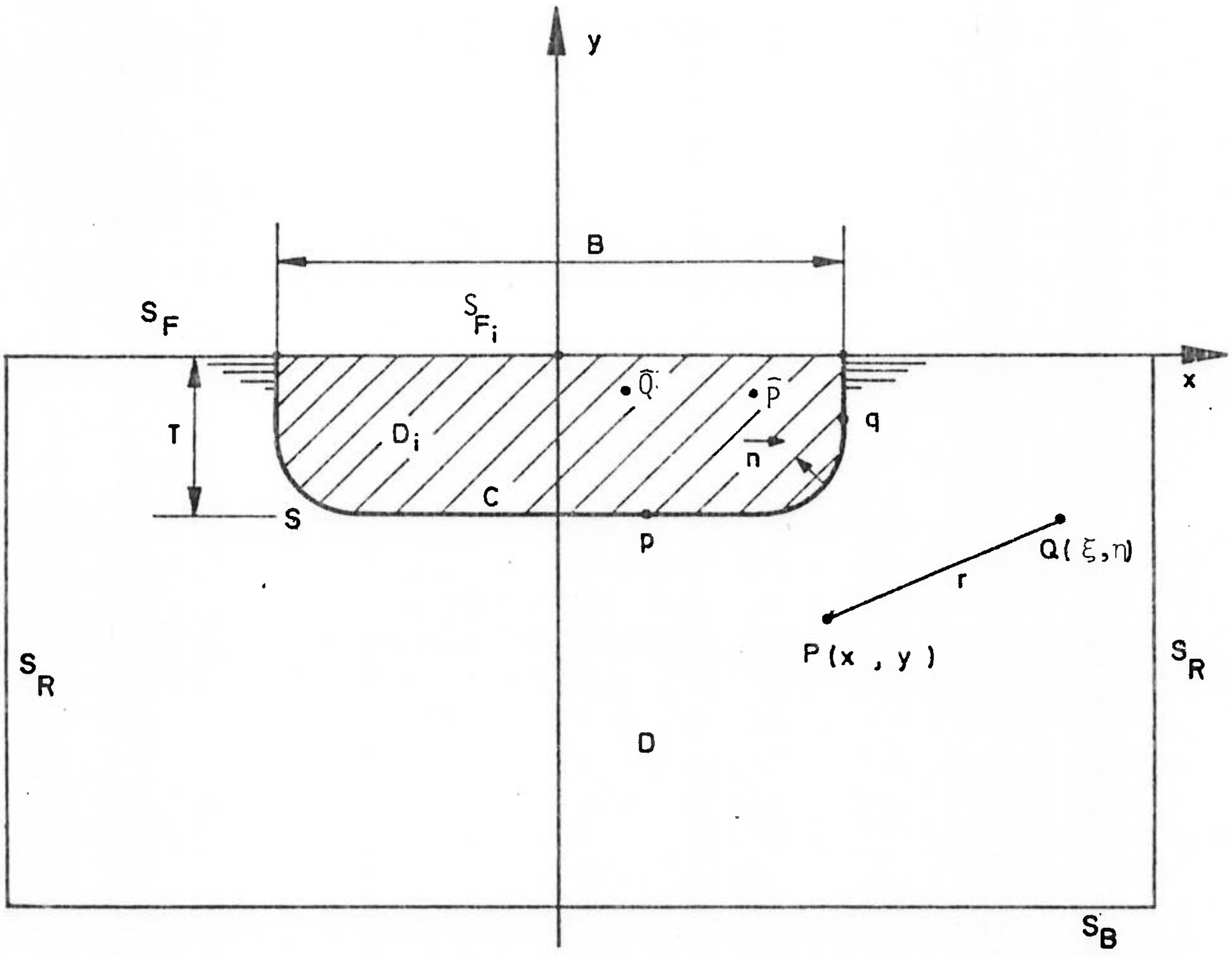
$$\tilde{G}_a(P;Q) = G(P;Q) + \Gamma G(0;Q)\ \phi_a(P;0), \tag{VI.15}$$

onde Γ é a intensidade complexa de um vórtice na origem, e ϕ_a a parte imaginária da função de Green original, para um vórtice localizado na origem:

$$\phi_a(P;0) = -2\ \{P.V.\int_0^{\infty} \frac{e^{ky}\ \text{sen} kx}{K-k}\ dk + j\pi\ e^{Ky}\ \text{sen}\ Kx\} \tag{VI.16}$$

Para freqüências baixas ($K<1$), o novo método mostra-se inadequado. Isso porém não é importante, pois as freqüências irregulares ocorrem, como demonstrado por John, para valores de $K > 1$. O método original de Potash pode ser aplicado no domínio de baixas freqüências.

O programa NVPONT, descrito no próximo capítulo, incorpora as modificações introduzidas por Ursell e Ogilvie, para o potencial de arfagem, e também a sugestão de Børresen para o potencial de deriva. Os resultados obtidos através desse programa não apresentam portanto a ocorrência de freqüências irregulares associadas ao processo de cálculo. Os fenômenos de ressonância que resultarem poderão ser interpretados somente sob o aspecto dos fenômenos físicos envolvidos.



Dominio D_i para o problema "interno"

FIG. VI.1

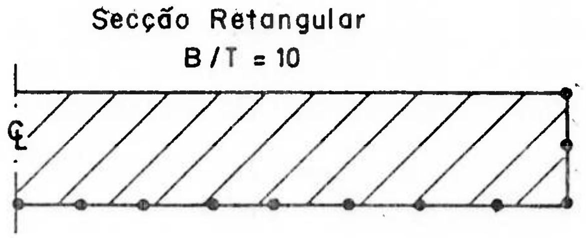
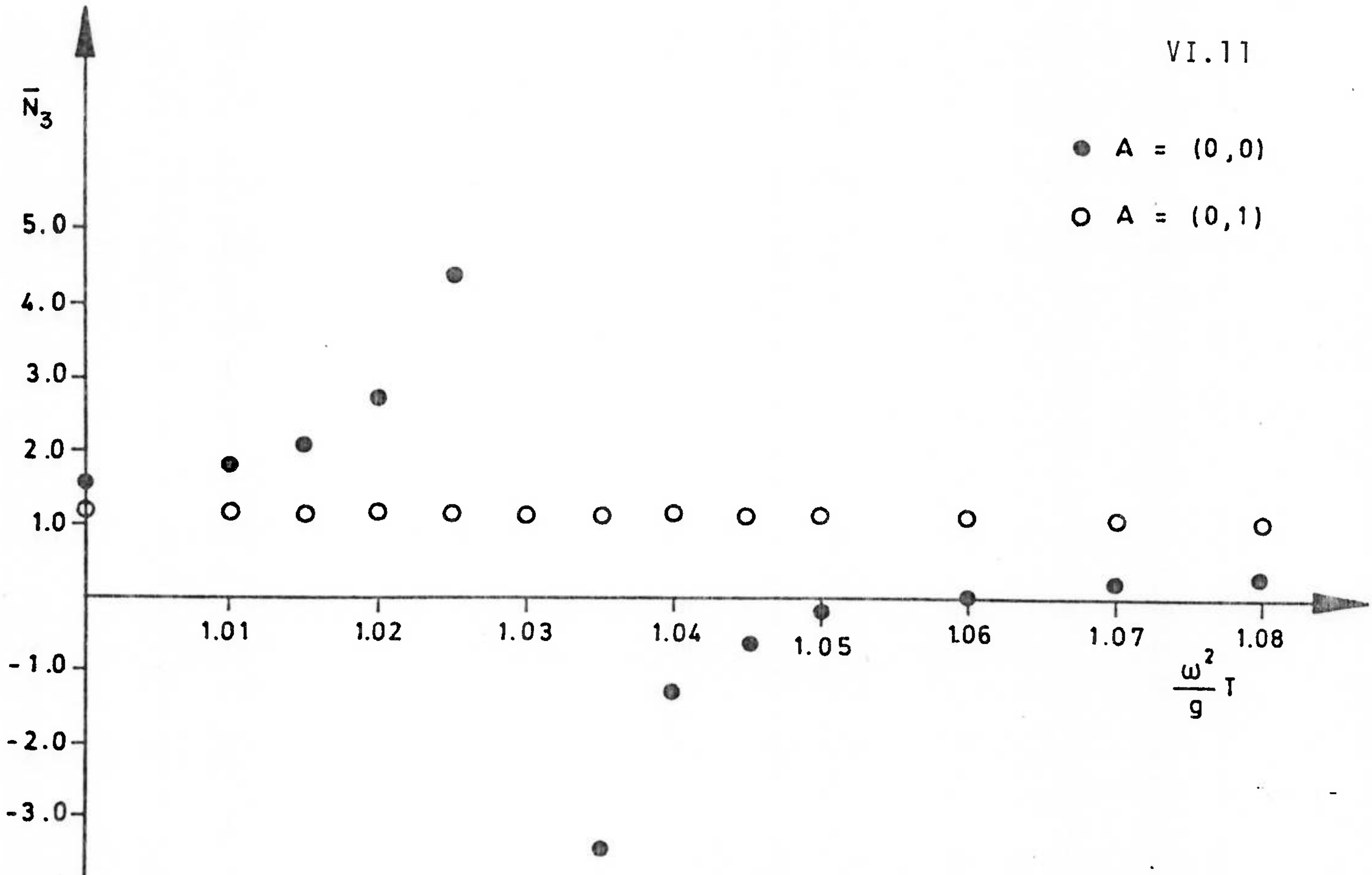
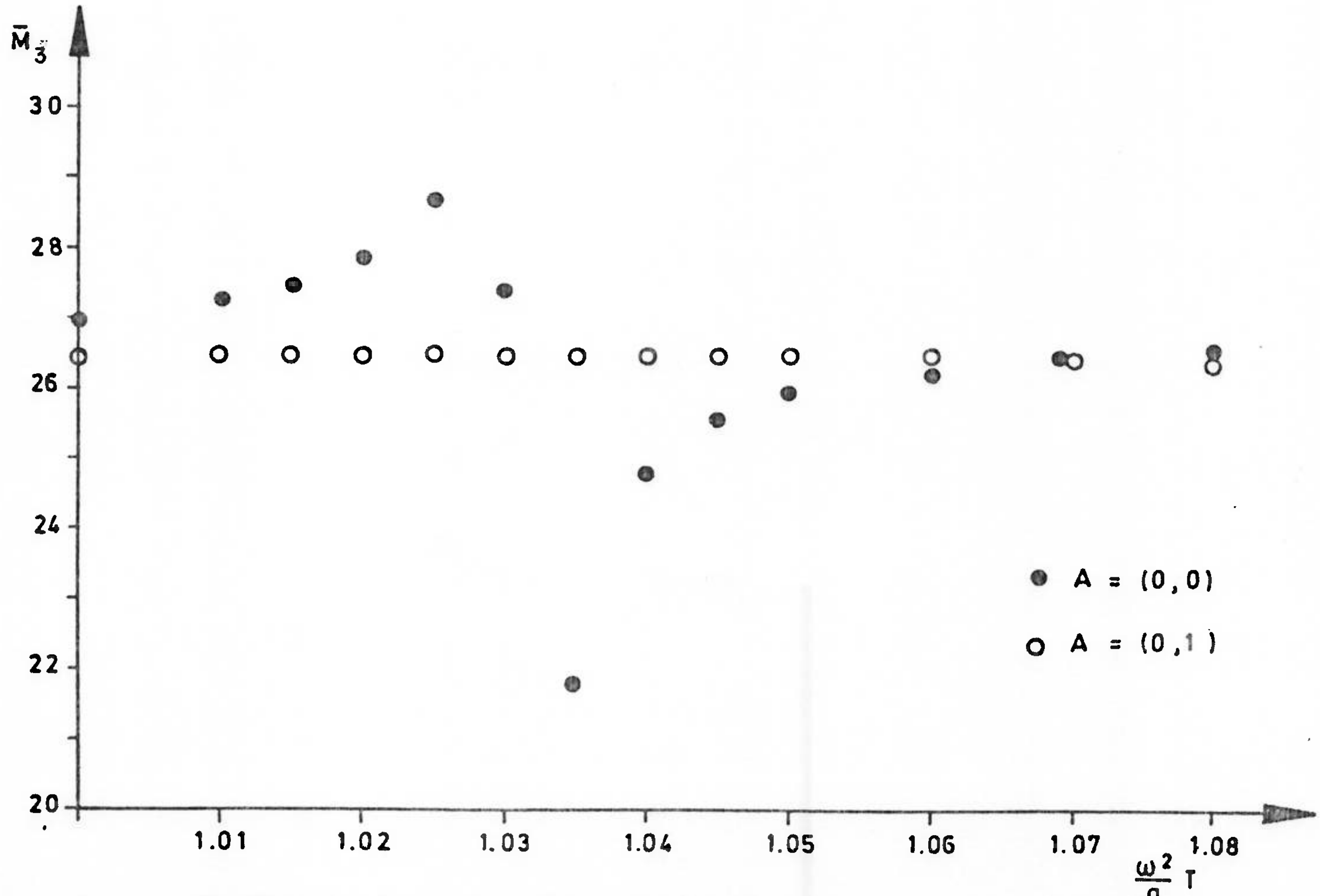


FIG. VI.2



Coeficiente de amortecimento em arfagem

FIG. VI.3



Coeficiente de massa adicionada em arfagem

FIG. VI.4

CAPÍTULO VII

DESCRIÇÃO DO PROGRAMA NVPONT

VII.1 INTRODUÇÃO

Este capítulo procura descrever o programa NVPONT, que calcula as forças hidrodinâmicas seccionais para dois cilindros horizontais, de eixos paralelos, com velocidade zero em ondas regulares, utilizando as expressões e relações apresentadas nos capítulos precedentes.

A versão aqui apresentada foi desenvolvida a partir de segmentos do programa NV407 da Det Norske Veritas, apresentado nas referências |16| e |54|.

Para a implementação do programa, na sua versão atual, foram necessários o desenvolvimento de um novo programa principal e a elaboração de novas sub-rotinas (SPT407, KAT407 e ANGVEC). A sub-rotina DAVID, adaptada do programa da referência |67|, acarretou ainda modificações nas sub-rotinas FINV4 e KERN3.

O programa está estruturado, a partir do programa principal, em basicamente dois segmentos, conforme pode ser verificado no diagrama da Figu

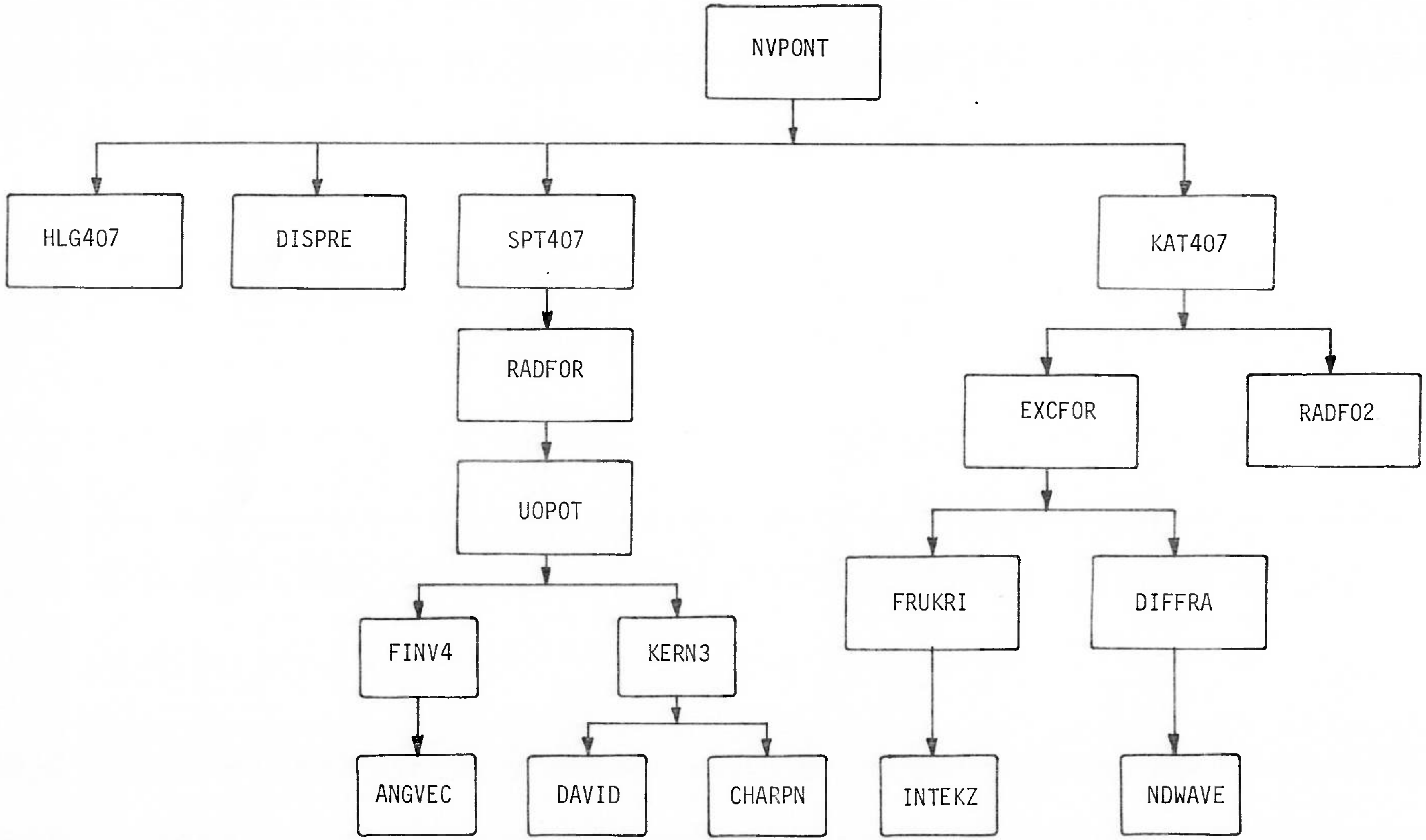


FIG. VII.1 - Estrutura do programa NVPONT ra VII.1. O primeiro, administrado pela sub-rotina SPT407, efetua o cálculo dos coeficientes de massa adicionada e de amortecimento. As pressões de radiação são armazenadas em arquivos de trabalho, em disco. KAT407 é a subrotina de controle do segundo segmento, que tem por função o cálculo das forças excitantes emparelhadas e de sentidos opostos. Os parâmetros geométricos e as pressões, dados estes armazenados em disco, são lidos dos arquivos DATRAN8 e DATRAN12 respectivamente.

O programa pode ser processado em um dos seguintes casos:

a) cilindros rigidamente conectados;

b) cilindros com movimentos em oposição, definidos no método de Ogilvie (Fig.IV.1).

O potencial do movimento forçado é calculado pelo método de fontes e sorvedouros de Potash (1970) |89|, com a função modificada de Green, de Ursell e Ogilvie (1978) |100| e |76|, para o movimento de arfagem. É introduzida ainda a modificação de R. Børresen (1980) |6| ,para o movimento de deriva, com a determinação de vórtices necessários para eliminar a ocorrência de freqüências irregulares. Os coeficientes de massa adicionada e de amortecimento são derivados desses potenciais.

As forças de excitação são apresentadas nas componentes complexas das forças de Froude-Kriloff e de difração, separadas ainda nas componentes emparelhadas e de sentidos opostos para cada cilindro.

No caso de dois cilindros movendo-se como um corpo rígido, para obter-se corretamente as forças internas de difração (de sentidos opostos), o programa deve ser adicionalmente processado para o caso b, como está explicado no capítulo IV, no método de Ogilvie. Todos os valores são obtidos para diversos números de onda e ângulos de incidência.

No tópico seguinte são apresentadas, resumidamente, as diversas rotinas do programa, seguidas de uma breve descrição de suas funções. A listagem do programa, amplamente comentada, encontra-se no Apêndice A.III.

VII.2 SUBPROGRAMAS

1. Sub-rotina ANGVEC

Objetivo: Define o ângulo entre dois vetores, definidos através de dois números complexos z_1 e z_2, fazendo uso das seguintes relações:

(i) $\arg(z) = tg^{-1}\left(\frac{y}{x}\right)$, se $x > 0$;

(ii) $\arg(z) = tg^{-1}\left(\frac{y}{x}\right) + \pi$, se $x < 0,\ y \geq 0$;

(iii) $\arg(z) = tg^{-1}\left(\frac{y}{x}\right) - \pi$, se $x < 0,\ y < 0$;

(iv) $\arg(z) = \frac{\pi}{2}$, se $x = 0,\ y > 0$;

$\arg(z) = -\frac{\pi}{2}$, se $x = 0,\ y < 0$.

2. Sub-rotina CHARPN

Objetivo: Resolver sistemas de equações lineares.

Argumentos:

*(I) A : matriz dos coeficientes.

(I) B : vetor do 2º membro.

(0) N : vetor solução.

(I) M = 0: apaga matriz dos coeficientes;
1: guarda matriz dos coeficientes.

---

* A notação (I) indica argumentos de entrada e (0) argumentos de saída

(0) N = 0: existe solução ;

1: sistema singular.

3. Sub-rotina DAVID

Objetivo: Cálculo dos termos integrais utilizados na sub-rotina KERN3 para cálculo da parte dependente da freqüência dos potenciais bidimensionais de radiação.

Argumentos:

(I) $X = K(x-\xi)$

(I) $Y = K(y+\eta)$

onde (x,y) = ponto médio do segmento

(ξ,η) = ponto coordenado

(0) $E = \exp(-Y)$

(0) $C = \cos(X)$

(0) $S = \text{sen}(X)$

(0) $RA = \log R - P.V.\int_0^\infty \frac{e^{k(y+\eta)}}{K-k} \cos k(x-\xi)dk$,

onde $R = \{(x-\xi)^2 + (y+\eta)^2\}^{1/2}$

(0) $RB = tg^{-1}\left(\frac{Y}{X}\right) + P.V.\int_0^\infty \frac{e^{k(y+\eta)}}{K-k} \sin k(x-\xi)dk$

(0) $CIN = P.V.\int_0^\infty \frac{e^{k(y+\eta)}}{K-k} \cos k(x-\xi)dk$

(0) $SIN = P.V.\int_0^\infty \frac{e^{k(y+\eta)}}{K-k} \text{sen}\, k(x-\xi)dk$

4. Sub-rotina DIFFRA

Objetivo: DIFFRA calcula os componentes emparelhadas e de sentidos opostos das forças de difração na direção i, baseadas na relação de Haskind-Newman.

Argumentos:

(I) DIP : distância do ponto médio da faixa ao LCB.

(I) I : modo do movimento.

(I) WNM : número de onda, adimensionalizado por $\frac{1}{2}$CL.

(I) OM : freqüência, adimensionalizada por $\frac{1}{2}$CL/G.

(I)IDEPTH: parâmetro de profundidade.

(I) H : altura da coluna d'água.

(I) BETA : ângulo de incidência.

(I) FN : número de Froude.

(O) : forças de difração para o COMMON/EXFCOF/.

Sub-rotinas auxiliares: NDWAVE.

5. Sub-rotina DISPRE

Objetivo: Calcula a freqüência de onda como função do número de onda.

Argumentos: (I) ICODE : 1 calcula o número de onda (WN) quando a freqüência (OM) é dada;

: 2 calcula a freqüência de onda (OM) quando o número de onda (WN) é dado.

(I) IDEPTH : 0 águas profundas;

: 1 profundidade finita (não utilizada).

(I) H : altura da coluna d'água.

(O) OM : freqüência de onda.

$$OM = OMEGA \sqrt{\frac{CL}{G}}$$

OMEGA = freqüência dimensional

CL = comprimento característico

(O) WN : número de onda.

WN = K * CL

K = número de onda dimensional

6. Sub-rotina EXCFOR

Objetivo: Sub-rotina principal para o cálculo das forças de excitação(de Froude-Kriloff e de difração) devidas a ondas.

Sub-rotinas auxiliares: FRUKRI, DIFFRA, INTEKZ, NDWAVE.

7. Sub-rotina FINV4

Objetivo: Calcula a parte independente da freqüência do sistema de equações algébricas, que determina os potenciais bidimensionais de radiação.

Sub-rotinas auxiliares: ANGVEC.

8. Sub-rotina FRUKRI

Objetivo: Cálculo das forças de Froude-Kriloff no casco K e no modo i.

Argumentos:

(I) K : cilindro considerado.
(I) DIP : distância do ponto médio da faixa ao LCB.
(I) WNM : número de onda adimensionalizado.
(I) OM : freqüência da onda.
(I) IDEPTH: parâmetro de profundidade.
(I) H : altura da coluna d'água.
(I) BETA : ângulo de incidência.
(I) FN : número de Froude.
(O) FFKRKI: parte real da força de Froude-Kriloff.
(O) FFKIKI: parte imaginária da força de Froude-Kriloff.

Sub-rotinas auxiliares: INTEKZ.

9. Sub-rotina HLG407

Objetivo: Cálculo de parâmetros geométricos transferidos ao bloco COMMON/HULGEO/
HLG407 define as extremidades e os pontos médios dos segmentos em que as secções são discretizadas, calculando ainda os comprimentos e o vetor normal unitário (5 graus de liberdade).

10. Sub-rotina INTEKZ

Objetivo: Cálculo das integrais de linha das funções:

$$\int \exp\ (Kz) \begin{Bmatrix} \cos\ (Ky\text{sen}\beta) \\ \text{sen}\ (Ky\text{sen}\ \beta) \end{Bmatrix} n_i\ ds\ ,$$

sobre o contorno do casco.

Argumentos:

(I) K : número do casco.

(I) I : modo da direção.

(I) WNM : número de onda .

(I) SBETA : sen β(β = ângulo de incidência).

(O) CINT : parte em cosseno da integral.

(O) SINT : parte em seno da integral.

11. Sub-rotina KAT407

Objetivos: Administra o cálculo das forças excitantes em elementos da estrutura para uma freqüência.

Argumentos:

(I) NG : número da freqüência imediatamente acima de GXI.

(I) GXI : freqüência para o cálculo das forças. (OMEGA*SQRT(CL/G)).

(I) OMEN(I) : vetor de freqüências para as quais as pressões são disponíveis. (OMEGA*SQRT(CL/2*G))).

(I) NFR : número de freqüências para as quais as pressões são disponíveis.

(I) NOK : número total de comprimentos de onda considerados.

(I) HDR : ângulo de inclinação presente (radianos).

(I) BAM : comprimento de onda (LAMBDA/L) correspondente a GXI.

(I) MM : número de seqüência dos ângulos de incidencia.

(I) LL : número de seqüência dos comprimentos de onda.

(O)CEDE(I,K,J): componente emparelhada da força de difração na secção I, casco K, direção J.

(O)CEDO(I,K,J): componente oposta da força de difração na secção I, casco K, direção J.

(O)CEFE(I,K,J): componente emparelhada da força de Froude-Kriloff na secção I, casco K, direção J.

(O)CEFO(I,K,J): componente oposta da força de Froude-Kriloff na secção I, casco K, direção J.

Periféricos: Arquivos em disco DATRAN8 e DATRAN12.

Sub-rotinas auxiliares: EXCFOR, RADF02, FRUKRI, DIFFRA, INTEKZ e NDWAVE.

12. Sub-rotina KERN3

Objetivo: Calcular as partes dependentes da freqüência do sistema de equações algébricas, que determina os potenciais bidimensionais de radiação. Resolve o sistema e calcula as pressões de radiação dinâmicas. As pressões bidimensionais são avaliadas pelo método de Potash e serão utilizadas posteriormente no cálculo dos coeficientes de massa adicionada e de amortecimento.

Sub-rotinas auxiliares : DAVID, CHARPN.

13. Sub-rotina NDWAVE

Objetivo: Cálculo da derivada normal do potencial de onda incidente em um ponto M do casco. Essa derivada é sub-dividida em duas partes, G_{Di} e H_{Di}. As expressões complexas para G_{Di} e H_{Di} são explicitadas ainda nas componentes reais (GDIR, HDIR) e imaginárias (GDII, HDII).

Argumentos:

(I) DIP : distância do ponto médio da faixa ao LCB.

(I) WNM : número de onda adimensionalizada por $\frac{1}{2}CL$.

(I) OM : freqüência adimensionalizada por $\frac{1}{2}CL/G$.

(I) IDEPTH: parâmetro de profundidade

(I) H : altura da coluna d'água.

(I) BETA : ângulo de incidência.

(I) M : ponto M do contorno da secção.

(I) YM : abscissa do ponto M.

(I) ZM : ordenada do ponto M.

(O) GDIR : componentes definidas no desenvolvimento do método de Mathisen e Carlsen.

(O) GDII

(O) HDIR

(O) HDII

14. Sub-rotina RADFOR

Objetivo: Cálculo das forças de radiação, coeficientes de massa adicionada e de amortecimento , para uma dada secção transversal.

Argumentos:

(I) OME : freqüência de oscilação * SQRT(CL/G).

(I) WNML : número de onda * CL.

(I) NF : número da freqüência.

(I) IPRES : 0 calcula pressões de radiação;
1 não calcula pressões.

Sub-rotinas auxiliares: UOPOT, FINV4, KERN3, ANGVEC, DAVID, CHARPN.

15. Sub-rotina RADF02

Objetivo: Cálculo das forças de radiação, coeficientes de massa adicionada e de amortecimento , para uma dada secção transversal. As pressões devem ter sido calculadas previamente. RADF02 somente efetua a integração das mesmas.

16. Sub-rotina SPT407

Objetivo: Administrar o cálculo das forças de radiação, coeficientes de massa adicionada e amortecimento. O cálculo é efe fetuado pelo método de Potash, com a modificação de T. F. Ogilvie, necessária para prever as forças internas entre os pontões.

Sub-rotinas auxiliares: RADFOR, UOPOT, FINV4, KERN3, ANGVEC, DAVID, CHARPN.

17. Sub-rotina UOPOT

Objetivo: UOPOT calcula as pressões hidrodinâmicas linearizadas em dois cilindros. As pressões são calculadas pelo método de fontes e sorvedouros de R.Potash (1970), com a função modificada de Green, de Ursell e Ogilvie (1978) para o movimento de arfagem. É introduzida ainda a modificação de R.Børresen (1980),com a determinação de vórtices necessários para eliminar a ocorrência de freqüências irregulares.

Sub-rotinas auxiliares: FINV4, KERN3, ANGVEC, DAVID, CHARPN.

VII.3 BLOCOS COMMON

O maior volume de informações entre as várias sub-rotinas é transferido através dos blocos COMMON. Serão descritos aqui os parâmetros de cada um deles.

1. COMMON/DMP/

IDUMP: parâmetro somente para testes. Verificar definição no cartão B.

2. COMMON/CONST/

G : aceleração da gravidade.

PI : número π.

TOPI : número 2π.

RHO : densidade da água.

CL : comprimento característico.

TVOL : volume deslocado.

3. COMMON/HULGEO/

NHULL(20): número de cascos de cada secção.

ISYM(20) : parâmetro de simetria (não utilizado na presente versão).

NP(20,2) : número de pontos em cada casco.

NS(20,2) : número de segmentos de reta em cada casco.

YC(20,2) : distância horizontal da origem do sistema global à origem do sistema local de coordenadas.

ZC(20,2) : distância vertical da origem do sistema global à origem do sistema local de coordenadas.

YP(20,2,40): abscissas dos pontos definidores de cada secção no sistema local.

ZP(20,2,40): ordenadas dos pontos definidores de cada secção no sistema local.

(*) AKSI(40) : abscissas dos pontos definidores no sistema global.

(*) Os pontos (AKSI(J), ETA(J)) são armazenados de modo que para J=1,..., NP(1) representam o casco de bombordo e para J=NP(1)+1,...,NP(1) + NP(2) representam o casco de boreste. O mesmo acontece para YI, ZI , DL e EN, só que agora J conta os segmentos. Os elementos dos vetores AKSI, ETA, YI, ZI e DL são adimensionalizados em relação à metade do comprimento característico na sub-rotina HLG-407.

ETA(40): ordenadas dos pontos definidores no sistema global.

YI(40) : abscissas dos pontos médios dos segmentos.

ZI(40) : ordenadas dos pontos médios dos segmentos.

DL(40) : comprimento dos segmentos.

EN(6,40): componentes do vetor normal unitário generalizado (sentido positivo para dentro) para todos segmentos.

T(20,2): calado para cada casco em cada secção.

4. COMMON/XHULL/

ST(20) : distância do ponto médio das faixas ao LCG.

DS(20) : comprimento das faixas.

NOSTR : número da faixa sendo processada.

NOSS : número total de faixas.

ISTREF(20): ISTREF(K) = K faixa K é única;

ISTREF(K) = J faixa K é igual à faixa J.

XCB : posição longitudinal do centro de flutuação no sistema global.

5. COMMON/DYNPRE/

PDR(6,40) : PDR(I,N) representa a parte real das pressões de radiação dinâmicas no ponto N da secção em movimento no modo I.

PDI(6,40) : parte imaginária das pressões de radiação.

6. COMMON/HYDCOF/

* A11(6,6) : AKL(I,J) representa a matriz dos coeficientes de massa adicionada $a_{ij}^{(k,\ell)}$.

A12(6,6)

A21(6,6)

A22(6,6)

B11(6,6) : BKL(I,J) representa a matriz dos coeficientes de amortecimento $b_{ij}^{(k,\ell)}$.

B12(6,6)

B21(6,6)

B22(6,6)

7. COMMON/EXFCOF/

FFKRE(2,6) : parte real das forças de Froude-Kriloff emparelhadas $F_{Ii}^{(e)}$.

FFKIE(2,6) : parte imaginária das forças de Froude-Kriloff emparelhadas $F_{Ii}^{(e)}$.

FFKRO(2,6) : parte real das forças de Froude-Kriloff de sentidos opostos $F_{Ii}^{(o)}$.

FFKIO(2,6) : parte imaginária das forças de Froude-Kriloff de sentidos opostos $F_{Ii}^{(o)}$.

FDRE(2,6) : parte real das forças de difração emparelhadas $F_{Di}^{(e)}$.

FDIE(2,6) : parte imaginária das forças de difração emparelhadas $F_{Di}^{(e)}$.

FDRO(2,6) : parte real das forças de difração de sentidos opostos $F_{Di}^{(o)}$.

---

* Para $K \neq \ell$ esses coeficientes são conhecidos usualmente por coeficientes de interação hidrodinâmica.

FDIO(2,6) : parte imaginária das forças de difração de sentidos opostos $F_{Di}^{(o)}$.

8. COMMON/WAVDAT/

NWN : número de comprimentos de onda a serem processados.

WN : números de ondas adimensionalizados.

*IDEPTH: 0 águas profundas;

1 profundidade finita.

H : altura da coluna d'água.

BETA : ângulo de incidência.

**FN : número de Froude.

9. COMMON/CYLMOV/

CYLCOD : códigos para os movimentos dos cilindros 1 e 2:

CYLCOD(K) = 0 cilindro em movimento livre;

CYLCOD(1) = CYLCOD (2) = 2 cilindros rigidamente conectados.

ISUBM : 0 cilindros parcialmente submersos;

1 cilindros submersos.

METH : 0 cilindros com movimentos em oposição;

1 cilindros rigidamente conectados.

10. COMMON/FREQUIN/

BLOG(56,56) : matriz CT1 da parte independente da freqüência dos coeficientes gerados pela sub-rotina FINV4.

---

* Na presente versão somente é possível o cálculo para águas profundas.

** Os cálculos são efetuados na presente versão somente para número de Froude zero.

YLOG(56,56) : parte independente da freqüência da matriz do lado do direito do sistema de equações algébricas.

CSE(40) : cossenos dos ângulos de inclinação de todos segmentos.

SNE(40) : senos dos ângulos de inclinação de todos segmentos.

VII.4 DESCRIÇÃO DAS ENTRADAS

Cartão A : FORMAT(I2,3X,3F10.0).

NOSS : número total de faixas.

CL : comprimento característico.

XCB : posição longitudinal do centro de flutuação no sistema global.

TVOL : volume deslocado.

Cartão B : FORMAT(5(I2,3X),F10.0).

LUCK : 0 se todos os comprimentos de onda são fornecidos;

1 se os comprimentos de onda serão calculados com base nos extremos. Os valores intermediários são obtidos por interpolação logarítmica.

MLOAD : 0 cilindros com movimentos em oposição;

1 cilindros rigidamente conectados.

IDUMP : 0 impressão apenas de entradas e resultados finais;

1 imprime resultados intermediários;

$\geq$ 2 testes adicionais.

ISUBM : 0 cilindros parcialmente submersos;

1 cilindros totalmente submersos.

IDEPTH : 0 águas profundas;

1 profundidade finita (não é utilizada nesta versão).

H : altura da coluna d'água.

Cartão C : FORMAT(3X,I2,3X,I2,5(F10.0)).

NLAM : número de comprimentos de ondas. Número máximo é 20.

NBETA : número de ângulos de incidência. Número máximo é 5.

HDG(I) : ângulos de incidência. Verificar definição na Figura III.1.

Cartão D : FORMAT(2F10.0, 3X,I2)

OMIN : menor valor de $\omega \sqrt{CL/G}$.

OMAX : maior valor de $\omega \sqrt{CL/G}$.

NFR : número de freqüências necessárias para o cálculo de massa adicionada e de amortecimento. Número máximo é 20.

Cartão tipo E: FORMAT(8F10.0).

BAM(I) : valores de λ/CL onde λ é o comprimento da onda e CL é o comprimento característico. Se LUCK = 1 os dois primeiros valores de BAM(I) correspondem à menor e maior freqüência respectivamente.

Cartão tipo F : FORMAT(3X,I2, 2F10.0).

ISTREF(K) : se = K faixa K é única;

se = J faixa K é igual à faixa J.

DS(K) : comprimento da faixa.

ST(K) : posição longitudinal da faixa, relativamente ao centro de gravidade.

Cartão tipo G : FORMAT(3(3X,I2)).

NHULL(K) : número de cascos da secção K (1 ou 2).

NP(K,1) : NP1 - número de pontos definidores do cilindro nº 1 (bombordo). Número máximo é 15.

NP(K,2) : NP2 - número de pontos definidores do cilindro nº 2 (boreste).

Cartão tipo H : FORMAT(6F10.0).

YC(K,1),YC(K,2) : YC1, YC2 - distâncias horizontais,para cada cilindro,do sistema local de coordenadas à origem.

ZC(K,1),ZC(K,2) : ZC1, ZC2 - distâncias verticais,para cada cilindro,do sistema local de coordenadas à origem.

T(K,1), T(K,2) : T1, T2 - calados dos cilindros.

Cartão tipo Y : FORMAT(8F10.0).

YP(K,1,N) : meia boca dos pontos N,definidores da secção K do cilindro nº 1,no sistema local de coordenadas.

Cartão tipo Z: FORMAT (8F10.0).

ZP(K,1,N) : cotas verticais dos pontos N, definidores da secção K do cilindro nº 1, no sistema local de coordenadas.

Os cartões tipo Y e Z devem ser repetidos no caso de NHULL = 2. A numeração dos pontos deve ser feita como está indicado na Fig.VII.1, no final deste capítulo. Se o cilindro está apenas parcialmente submerso, o primeiro e o último ponto para cada cilindro deve estar na linha d'água.

VII.5 DESCRIÇÃO DAS SAÍDAS

Excetuando-se resultados intermediários para testes, a saída do programa NVPONT consiste em:

1. Dados de entrada e parâmetros geométricos.

N : número do segmento de reta.
(AKSI,ETA): coordenadas do ponto inicial do segmento.
(YI,ZI) : coordenadas do ponto médio do segmento.
DS : comprimento do segmento.
EN(2,N) : componente horizontal do vetor unitário normal (positivo para dentro do casco).
EN(3,N) : componente vertical do vetor unitário normal.

As coordenadas são definidas no sistema global de coordenadas. Para cada comprimento de onda, os seguintes resultados são fornecidos:

2. Pressões de radiação adimensionalizadas pelo fator $\rho g\alpha$ (α = amplitude de onda), apresentadas para o ponto médio de cada segmento para todos modos de movimento.

$$PDR(k,I) = Re\ \{P_{Ri}^{(k)}\ (y_m,\ z_m)\}$$

$$PDI(k,I) = I_m\ \{P_{Ri}^{(k)}\ (y_m,\ z_m)\}$$

$m = 1,\ldots,\ NS1 + NS2$

$i = 2,3,4$

$k = 1,2$

NS1 = número de segmentos no casco 1

NS2 = número de segmentos no casco 2

3. Coeficientes de massa adicionada e de amortecimento adimensionalizados pelos fatores L = CL e A, respectivamente comprimento característico e área seccional total. Os fatores de adimensionalização para cada coeficiente são apresentados na Tabela VII.1

Tabela VII.1 Fatores de adimensionalização para os coeficientes de massa adicionada e de amortecimento

	a_{ij}		b_{ij}	
i \ j	1,2,3	4,5,6	1,2,3	4,5,6
1,2,3	ρgA	ρgAL	$\rho gA\sqrt{g/L}$	$\rho gAL\sqrt{g/L}$
4,5,6	ρgA	ρgAL^2	$\rho gAL\sqrt{g/L}$	$\rho gAL^2\sqrt{g/L}$

Para $i \neq 2,3$ e 4 os resultados são nulos. Quando $k \neq \ell$, a_{ij} e b_{ij} representam os coeficientes de interação.

4. Coeficientes das forças de excitação adimensionalizados pelos fatores $\rho g A \alpha / L$ (forças) e $\rho g A \alpha$ (momentos).

   As forças são divididas em:

FFKRE : Froude-Kriloff, real, emparelhada.
FFKIE : Froude-Kriloff, imaginária, emparelhada.
FFKRO : Froude-Kriloff, real, oposta.
FFKIO : Froude-Kriloff, imaginária, oposta.
FFKR : Froude-Kriloff, real, total.
FFKI : Froude-Kriloff, imaginária, total.

FDRE : Difração, real, emparelhada.
FDIE : Difração, imaginária, emparelhada.
FDRO : Difração, real, oposta.
FDIO : Difração, imaginária, oposta.
FDR : Difração, real, total.
FDO : Difração, imaginária, total.

FRE : Total, real, emparelhada.
FIE : Total, imaginária, emparelhada.
FRO : Total, real, oposta.
FIO : Total, imaginária, oposta.

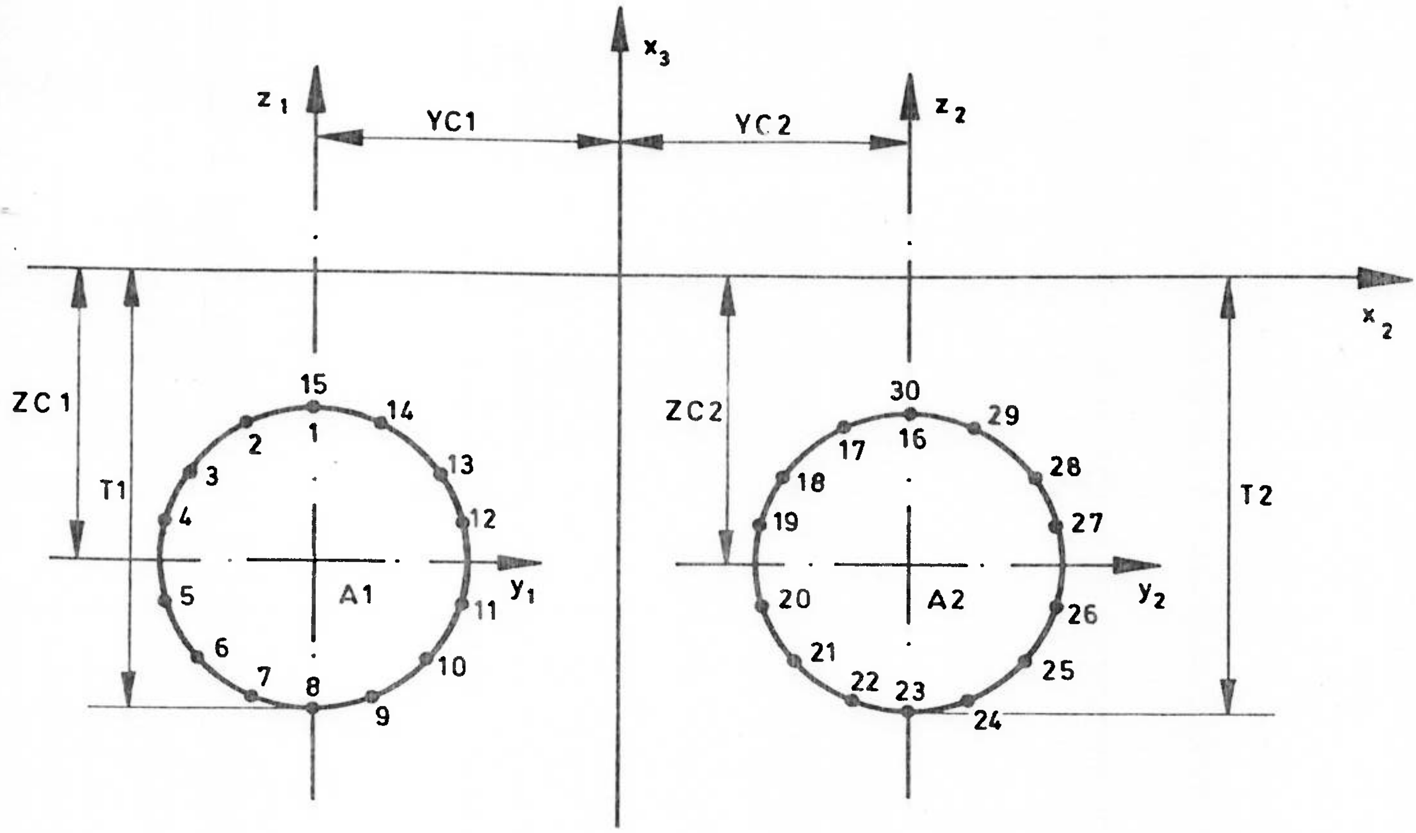


FIG. VII.2 - DESCRIÇÃO DA SEQUÊNCIA DOS PONTOS DE DEFINIÇÃO DOS CILINDROS

CAPÍTULO VIII

TESTES DE APLICAÇÃO E ANÁLISE DE RESULTADOS

VIII.1 RESULTADOS E COMPARAÇÕES

Os resultados aqui apresentados foram comparados aos obtidos durante o projeto de pesquisa levado a efeito na Research Division da Det Norske Veritas, em Oslo, durante os meses de janeiro a março de 1981, sob a supervisão dos engenheiros Jan Mathisen e Ragnvald Børresen.

O objetivo deste capítulo é apresentar alguns testes do programa NVPONT, descrito no capítulo anterior, e compará-los aos resultados dos programas NV407 e NV459 da Det Norske Veritas. Os programas citados foram amplamente testados e a confiabilidade e precisão dos mesmos foram estabelecidas por exaustivas comparações com dados experimentais, que podem ser especialmente verificadas nas referências |19|, |23| e |64|.

O programa NV407, apresentado nas referências |16| e |54| emprega a teoria bidimensional de faixas de Nordestrøm, Faltinsen e Pedersen |70|. Já o programa NV459 é baseado na teoria tridimensional de fontes e sorvedouros da referência |23| . Deve-se ter em conta na análise de seus resultados as limitações da teoria potencial linear.

O programa NVPONT foi testado em quatro configurações diferentes e os resultados são apresentados no Apêndice AIII. As notações "NVPONT(HASKIND)" e "NVPONT (OGILVIE)"significam forças obtidas pela relação de Haskind-Newman e pelo método de Ogilvie respectivamente, enquanto "NV459" indica coeficientes totais obtidos a partir da teoria tridimensional do programa NV459.

Os testes efetuados são os seguintes:

A) dois cilindros submersos rigidamente conectados

A configuração está mostrada na Fig.VIII.1. As forças hidrodinâmicas nos cilindros foram calculadas para mares de través ($\beta = 90^o$),e os resultados comparados aqueles obtidos pelo programa NV407.

Este teste foi efetuado meramente com o intuito de verificar-se a existência de erros de programação nos processos numéricos envolvidos.

Os coeficientes de massa adicionada e de amortecimento são apresentados nas figuras A.1 a A.6, e os coeficientes das forças de excitação nas figuras A.7 a A.9.

Os resultados mostraram-se bastante próximos, o que já era esperado, pois os dois programas utilizam a mesma teoria bidimensional de faixas.

B) dois cilindros semicirculares, rigidamente unidos e parcialmente submersos

O arranjo é o da Fig.VIII.2. Os cálculos foram efetuados para mares de través. Foram utilizados três processos de cálculos:

I) Potenciais de corpos rígidos;

II) Método de Mathisen e Carlsen;

III) Método de Ogilvie.

Os resultados estão nas figuras B.1 a B.4. Observa-se da Fig.B.4 os resultados idênticos dos métodos de Mathisen & Carlsen e de Ogilvie, o que não representa nenhuma surpresa. A única diferença entre os potenciais ϕ'_{Ri} e ϕ''_{Ri} advém das condições de contorno nos cascos S_1 e S_2. Devido à linearidade do problema pode-se separar o movimento em oposição de Ogilvie em dois problemas, onde um dos cilindros é fixado, e recair-se assim no método de Mathisen & Carlsen. Qual método escolher é uma questão de preferência, mas no método de Ogilvie, entretanto, obtém-se as forças de sentidos opostos diretamente, sem a necessidade de combinação de forças conforme foi visto no Capítulo IV.

C) dois cilindros retangulares, rigidamente unidos e parcialmente submersos ($L/B = 4.0$, $B/T = 4.1$, $S/B = 1.2$)

Os modelos bidimensional e tridimensional estão apresentados respectivamente nas figuras VIII.3 e VIII.4

Os cálculos foram efetuados para mar de través e para um ângulo de incidência $\beta = 60^o$, e os resultados foram comparados aos do programa NV459.

Nas figuras de nºs C.1 a C.4 os coeficientes de massa adicionada e de amortecimento mostraram-se próximos para movimentos de deriva e balanço em toda a faixa de comprimento de onda considerada ($0.5 \leq \lambda/L \leq 8.0$) .

Os coeficientes para o movimento de arfagem exibem um comportamento típico de ressonância no intervalo $0.9 \leq \lambda/L \leq 1.6$. Este movimento mostrou-se levemente amortecido (Fig.C.4) e, neste caso, a freqüência adimensional de ressonância pode ser calculada por |71| :

$$\omega_0\sqrt{L/g} = \left[\frac{L}{T(1 + a_{33}/M)}\right]^{1/2} \simeq 2.34 \ , \qquad \text{(VIII.1)}$$

com $a_{33}/M = 2$. Isso corresponde a um número de onda $\frac{\omega_0^2}{g} L \cong 5.48$ e a um comprimento de onda $\lambda/L = 1.15$.

As figuras C.5 a C.7 contem os coeficientes das forças de excitação generalizadas (amplitudes) para movimentos de deriva, arfagem e balanço em ondas de través. Em C.8 e C.9 apresenta-se os coeficientes das forças de excitação de sentidos opostos, nas direções horizontal e vertical e também para mar de través. Os resultados correspondentes para o ângulo de incidência de 60° estão nas figuras C.10 a C.13.

As discrepâncias entre os resultados dos programas NVPONT e NV459 podem, em geral, ser explicadas como provenientes de duas fontes:

(i) Efeitos tridimensionais devidos às ondas (geradas ou espalhadas) propagando-se na direção x_1. Estes efeitos reduzirão os picos de ressonância provenientes de ondas geradas entre os dois pontões. Essa redução é devida ao "espalhamento" da energia no caso tridimensional. Na teoria bidimensional a fluido é "aprisionado" entre os pontões.

(ii) Imprecisões nos modelos para cálculo. O número de segmentos (ou elementos) não é suficiente tanto na análise bidimensional (NVPONT) quanto no modelo tridimensional (NV459). Os efeitos serão mais pronunciados em alta freqüências, onde as pressões dinâmicas oscilam mais rapidamente ao longo dos segmentos (elementos).

Na Figura C.12, para forças de sentidos opostos de deriva, verifica-se um pico de ressonância próximo à freqüência de ressonância para o movimento de arfagem ($\frac{\omega_0^2}{g} L \cong 5.0$), em ambas as teorias. Os picos não coincidem na mesma freqüência devido às razões mencionadas na discussão precedente, e uma investigação mais detalhada seria necessária para detectar o com portamento em freqüências próximas à de ressonância.

De início pode parecer uma coincidência o fato de que as forças de deriva de sentidos opostos apresentam uma freqüência de ressonância próxima às forças de arfagem emparelhadas. O exemplo seguinte, entretanto, confirma este comportamento.

D) dois cilindros retangulares, rigidamente unidos e parcialmente submersos ($\underline{L}/\underline{B}$ = $\underline{6}.\underline{7}$; $\underline{B}/\underline{T}$ = $\underline{1}.\underline{65}$, $\underline{S}/\underline{B}$ = $\underline{2}.\underline{0}$)

A configuração está apresentada na Fig.VIII.5, os resultados para massa adicionada e amortecimento nas figuras D.1 a D.6, e as forças de excitação emparelhadas e de sentidos opostos encontram-se nas figuras D.7 a D.11.

A partir desses resultados observa-se o comportamento de ressonância nas forças emparelhadas de arfagem (Fig. D.8), na freqüência do movimento de arfagem. Essa freqüência é calculada aqui por:

$$\omega_o\sqrt{L/g} = \left[\frac{L}{T(1+a_{33}/M)}\right]^{1/2} \cong 2.35, \qquad \text{(VIII.2)}$$

com $a_{33}/M = 1.0$, correspondendo a um número de onda $\omega_o^2 \dfrac{L}{g} \cong 5.5$ e um comprimento de onda $\lambda/L \cong 1.14$. A precisão dos resultados próximos a esta freqüência dependerá da extensão da malha utilizada nos métodos numéricos. Ambos os modelos, 2D e 3D, são muito simples para uma análise segura nesta região.

As forças de excitação de deriva (Fig.D.10) atingem o máximo na freqüência de ressonância de arfagem, o que confirma os resultados do exemplo anterior.

Outro fenômeno de ressonância ocorre neste caso devido à onda estabelecida entre os pontões. Para essa tem-se o seguinte comprimento de on da:

$$\lambda/L = 2 * S_p/L, \tag{VIII.3}$$

onde S_p é a distância entre as faces internas dos dois pontões. Reescrevendo-se λ/L em função dos parâmetros adimensionais dados, tem-se:

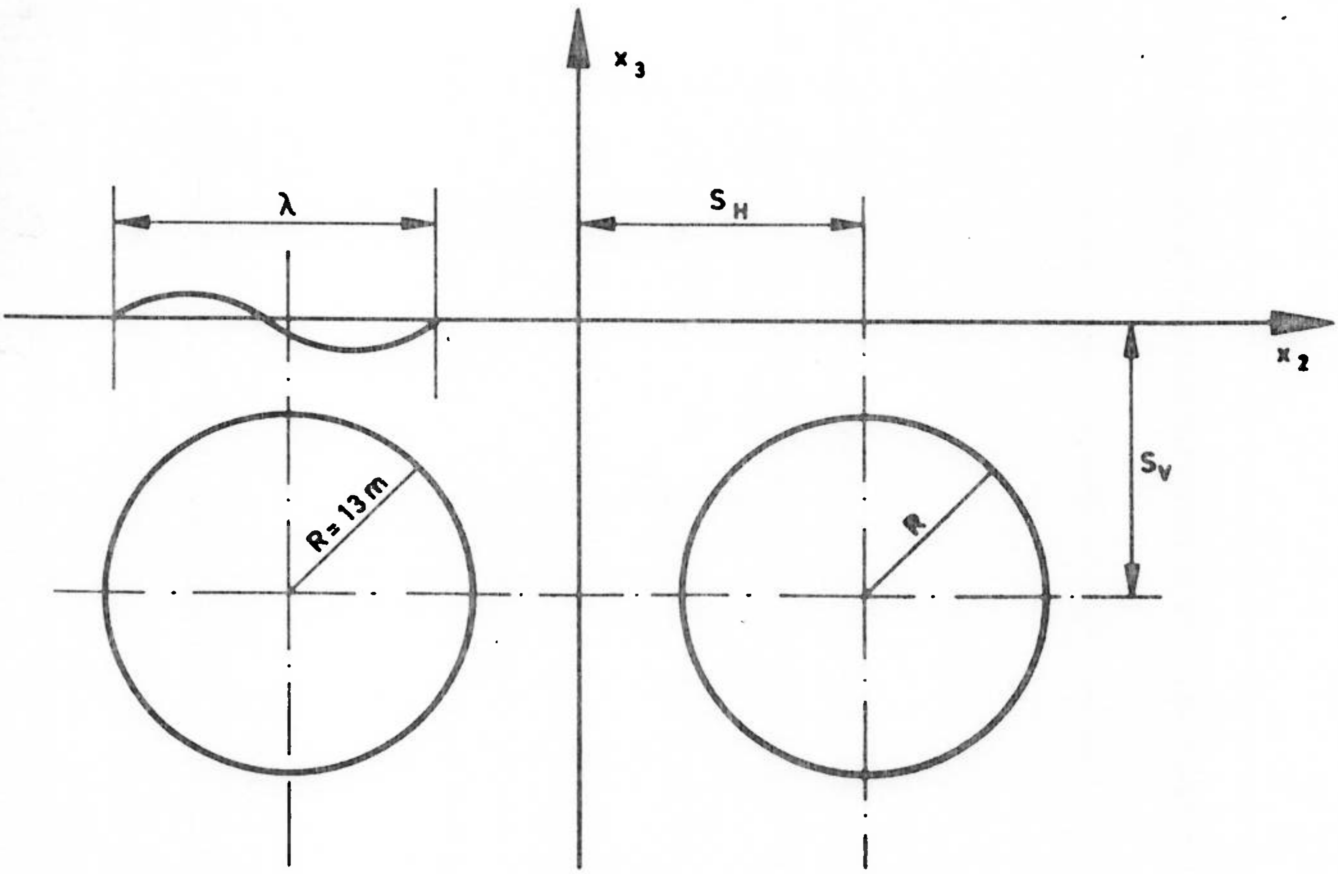
$$\lambda/L = 2(2S - B)/L = 2B/L(2S/B - 1) \cong 0.9, \tag{VIII.4}$$

correspondendo ao número de onda $\frac{\omega^2}{g} L \cong 7.0$

Para o movimento do corpo rígido isso traz conseqüências para os coeficientes de massa adicionada e de amortecimento em deriva e balanço, assim como para as forças excitantes emparelhadas de deriva e para o momento de balanço.

É notável ainda o fato de que as forças de sentidos opostos de arfagem exibam um comportamento de ressonância próximo à freqüência correspondente do movimento de deriva, o que é uma indicação forte da reciprocidade de efeitos entre as freqüências de ressonância das forças emparelhadas e de sentidos opostos. Em resumo:

- Forças de sentidos opostos de *deriva* possuem freqüência de ressonância igual à do movimento de *arfagem* de um corpo rígido.
- Forças de sentidos opostos de *arfagem* possuem freqüência de ressonância igual a do movimento de *deriva*.



$\frac{S_H}{R} = 1.5$

$\frac{S_V}{R} = 1.5$

$L = 156\ m$

FIG. VIII.1 CONFIGURAÇÃO A

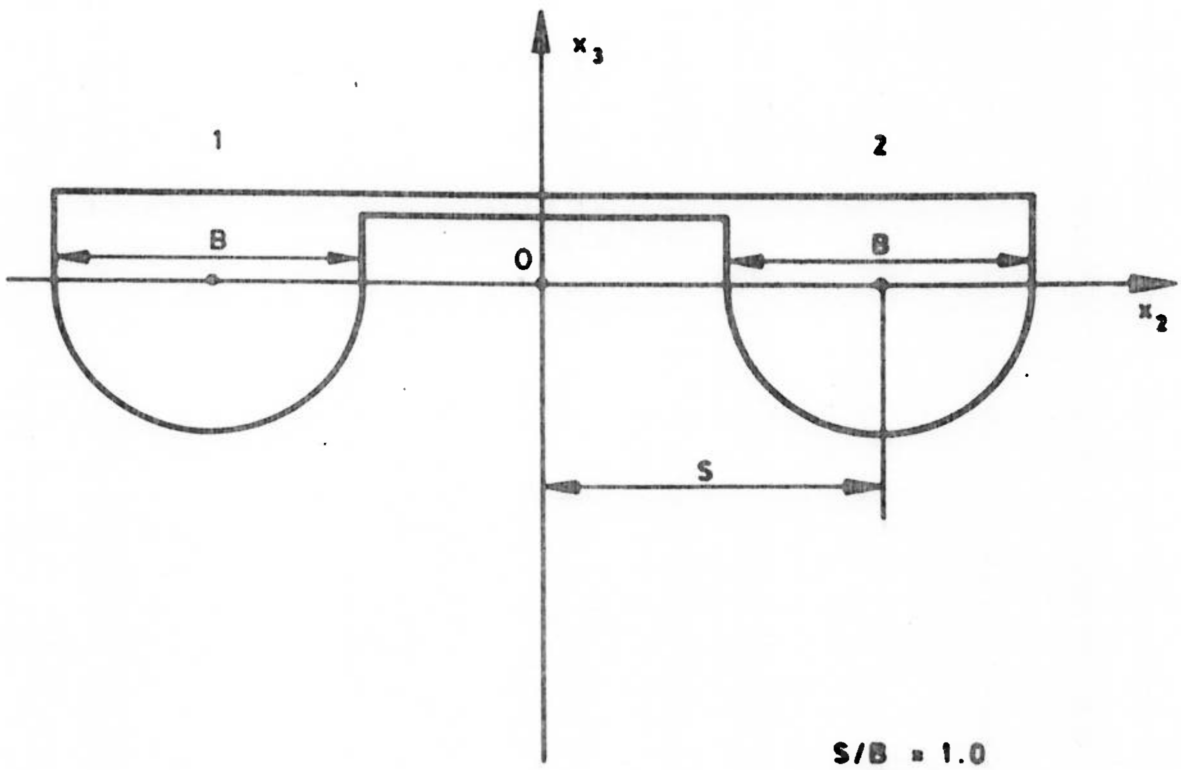
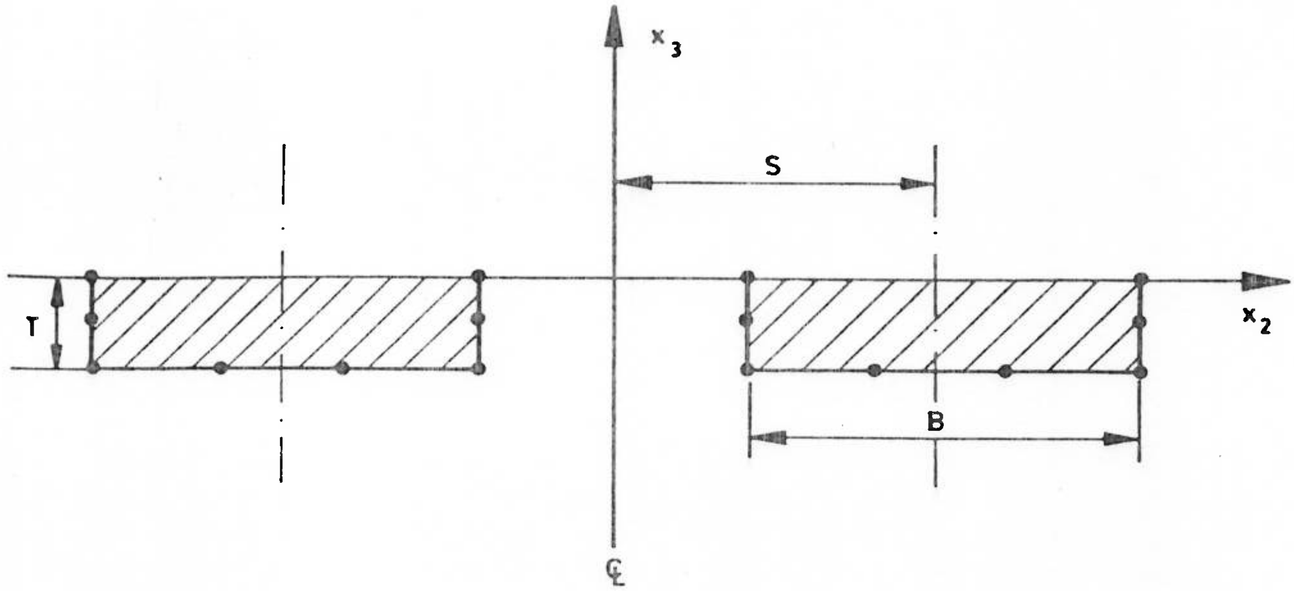


FIG. VIII. 2 CONFIGURAÇÃO B

NV459 MODELO I (CAMEL)



S/B = 1.2
B/T = 4.1
L/B = 4.0
L = 100.0 m

FIG. VIII.3 CONFIGURAÇÃO C

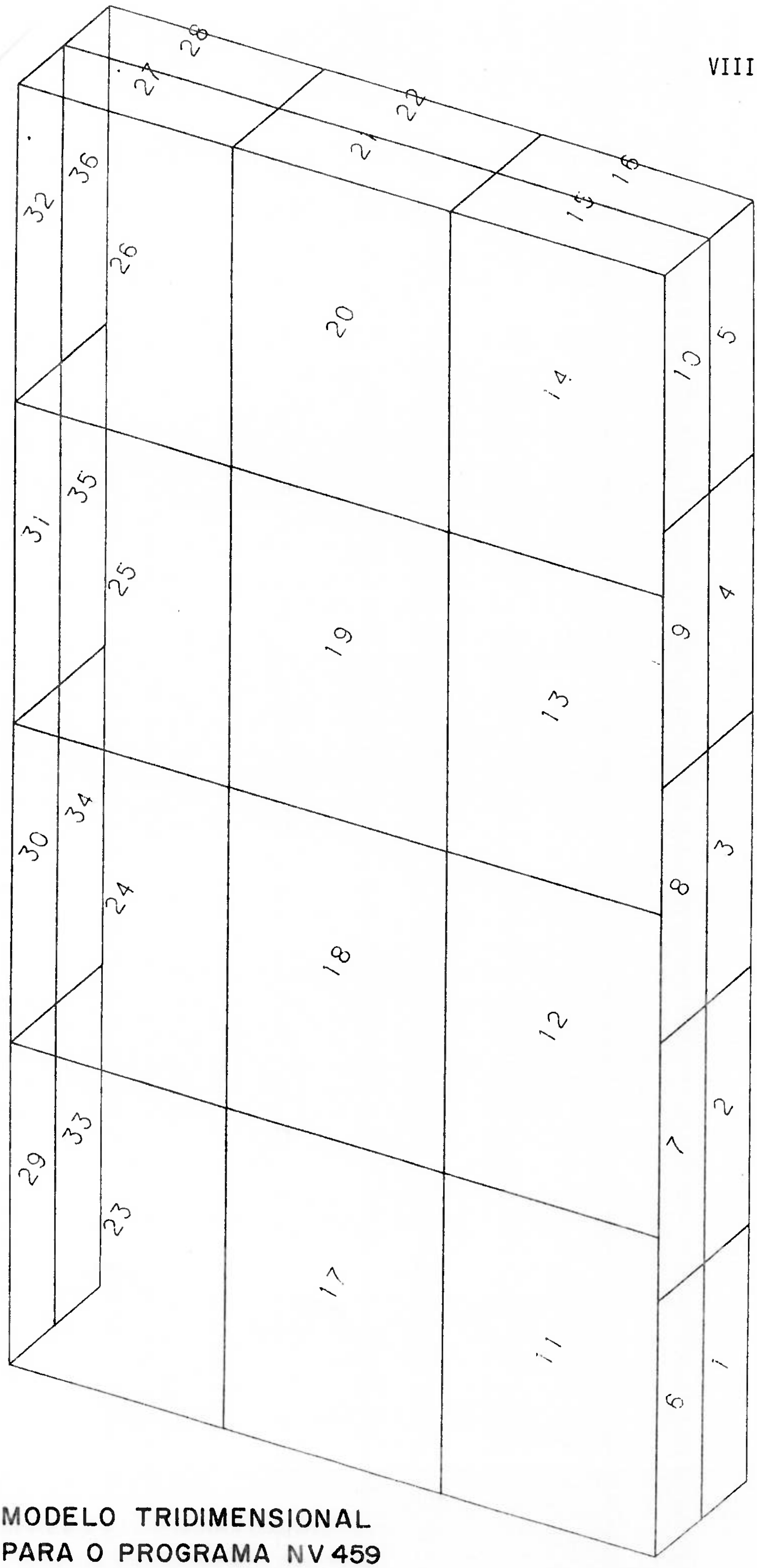
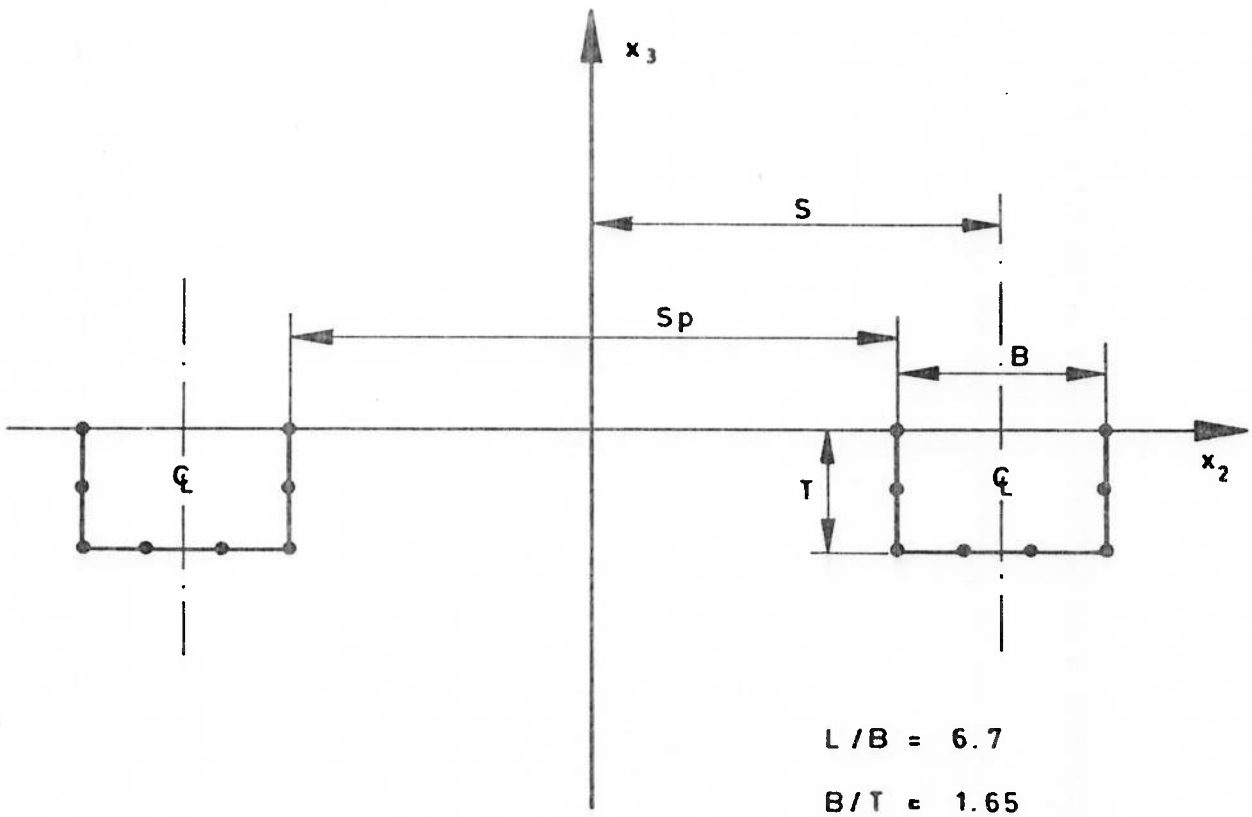


FIG. VIII. 4 MODELO TRIDIMENSIONAL PARA O PROGRAMA NV 459 DA CONFIGURAÇÃO C

NV459 MODELO II (MSV)



L / B = 6.7

B / T = 1.65

S / B = 2.0

L = 89.0 m

FIG. VIII.5 CONFIGURAÇÃO D

CAPÍTULO IX

CONSIDERAÇÕES FINAIS

IX.1 CONCLUSÕES

No capítulo anterior foram apresentados alguns testes do programa NVPONT, que calcula as forças hidrodinâmicas seccionais em estruturas constituídas de dois pontões cilíndricos, de eixos paralelos, parcialmente submersos e sob a ação de ondas senoidais.

Os resultados foram comparados aos dos programas NV407 e NV459, da Det Norske Veritas (DNV),que empregam respectivamente as teorias bidimensional (2D) e tridimensional (3D). Estes dois últimos programas foram exaustivamente testados pela DNV, e comparações com dados experimentais podem ser verificadas nas referências mencionadas anteriormente.

Pretende-se destacar aqui as conclusões mais importantes obtidas com os testes efetuados, apresentando-se, em seguida, sugestões para o prosseguimento desta investigação:

1. Face a boa concordância entre os resultados dos programas NVPONT e NV407, a confiabilidade nas alterações e adaptações nos processos numéricos envolvidos no programa NVPONT está assegurada. Os resultados, entretanto, devem ser interpreta-

dos tendo em vista as limitações da teoria potencial linear.

2. Resultados computacionais e teóricos comprovam a equivalência dos métodos de Mathisen & Carlsen e o de Ogilvie, para obtenção das forças de difração em apenas um dos pontões. Verificou-se que a única diferença entre os potenciais adicionais, requeridos em ambos os métodos, advém das condições de contorno nos cascos de cada um dos cilindros. A linearidade do problema, entretanto, permite decompor-se o movimento em oposição de Ogilvie e recair-se no método de Mathisen & Carlsen. No programa NVPONT foi adotado o método de Ogilvie, considerando-se a simplificação deste de não exigir novo processamento e posterior combinação das forças, conforme explicitado na apresentação do método.

3. Comparados a valores da teoria tridimensional, os resultados obtidos revelaram boa concordância no domínio de baixa freqüência, onde as forças de flutuação predominam. No intervalo médio, $0.75 \leq \lambda/L \leq 2.0$, as correlações foram, em geral, aceitáveis, apesar dos modelos simplificados utilizados nas comparações.

4. Na região de freqüências altas ($\lambda > 0.75L$), ocorre uma relativa dispersão dos resultados, decorrente de efeitos tridimensionais e simplificações excessivas na modelagem.

5. Próximo das freqüências de ressonância, por outro lado, há uma grande dispersão, o que mostra a necessidade prática de prever-se essas freqüências e escolher-se uma subdivisão fina nesta região. Os diversos fenômenos de ressonância podem ser de natureza física (ressonância do movimento de arfagem,

ondas estabelecidas entre os pontões) ou devidas ao método de cálculo (freqüências irregulares). Para secções retangulares torna-se fácil calcular teoricamente essas freqüências. O mesmo não ocorre, entretanto, com secções de formas especiais.

IX.2 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Foram salientados no tópico precedente as conclusões decorrentes exclusivamente dos resultados computacionais obtidos, em face dos métodos de cálculo adotados.

Seria prudente, porém, proceder-se a investigações mais detalhadas de análise desses métodos.

Para tanto sugere-se os seguintes procedimentos:

1. Comparação sistemática dos métodos de Frank e Potash, para o cálculo dos potenciais bidimensionais de radiação;
2. Análise da ocorrência de freqüências irregulares para diversas secções. Estudo do comportamento dessas freqüências para diferentes valores de intensidades de fontes e vórtices na função modificada de Green;
3. Estudo teórico da reciprocidade verificada entre as freqüências de ressonância das forças emparelhadas e de sentidos opostos.
4. Análise da influência sobre os resultados do número de segmentos de discretização do contorno da secção.
5. Comparação com resultados experimentais disponíveis, visan

do-se avalizar a teoria para aplicações práticas e determinar-se suas limitações.

Outras sugestões são apresentadas a seguir, tendo em vista o aprofundamento da pesquisa em alguns tópicos:

6. O problema da distribuição da força de difração no contorno da secção não é justificado teoricamente, conforme verificou-se no capítulo IV. Sugere-se a introdução de um novo subprograma no programa NVPONT, para a solução direta do potencial de difração para mares de través. O procedimento teórico foi apresentado brevemente no capítulo IV. Para outros ângulos de incidência, entretanto, outros métodos devem ser utilizados;

7. Desenvolvimento dos recursos do programa NVPONT para o estudo do comportamento de dois pontões flutuando livremente, ou com um dos cilindros fixo. Tal estudo seria de interesse prático para a verificação de resultados, a partir do equacionamento apresentado nos capítulos II e III, para estruturas flutuantes próximas. O programa já se encontra parcialmente estruturado nesse sentido;

8. Introdução de modificações no programa NVPONT, necessárias para incluir-se efeitos de profundidade finita. Em princípio há três diferentes modificações a serem feitas:

   - O potencial de onda incidente ϕ_I deve ser modificado. A derivada normal deste potencial, calculada na sub-rotina NDWAVE, deve ser então recalculada;
   - A relação de dispersão da sub-rotina DISPRE deve ser alterada;

- Por último, haverá diferenças na parte dependente da freqüência da função de Green, calculada na sub-rotina KERN3;

9. Estudo da influência da introdução da velocidade de avanço nas condições de contorno;

10. Extensão do escopo do programa NVPONT, abrangendo a formulação de Potash para potenciais de segunda ordem. A contribuição desses potenciais para determinadas faixas de freqüência e para movimentos de deriva e balanço revelou-se significativa em seu estudo original.

A análise do comportamento no mar de plataformas semi-submersíveis requer ainda, entre outros procedimentos, os seguintes:

- influência da ação das colunas verticais;
- avaliação dos esforços devidos à ação de amarras;
- cálculo de esforços em elementos pequenos;
- solução das equações do movimento;
- determinação dos esforços solicitantes;
- análise em mar irregular.

Com este trabalho introdutório espera-se ter contribuído para o entendimento deste complexo problema, atingindo assim os objetivos estabelecidos inicialmente para a pesquisa.

APÊNDICE A.I

FUNDAMENTOS TEÓRICOS DE UM ESCOAMENTO POTENCIAL

- CORPO RÍGIDO SOB A AÇÃO DE ONDAS INFINITESIMAIS -

A.I.1 EQUAÇÕES BÁSICAS DO MOVIMENTO DO FLUIDO

Para desenvolver-se uma representação analítica do escoamento de um fluido é necessário primeiramente descrever-se as propriedades do escoamento, especialmente o campo de velocidades, as leis físicas que expressam a conservação da massa e da quantidade de movimento.

A água do mar será considerada como um fluido perfeito, ou seja, invíscido e além disso incompressível.

No sistema de coordenadas cartesianas $0x_1x_2x_3$, as equações de Euler referem-se à conservação da quantidade de movimento. Em notação indicial tem-se:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{F_i}{\rho} \qquad i,j = 1,2,3. \tag{A.I.1}$$

onde,

u_i = componentes de velocidade da partícula que no instante t está em (x_1, x_2, x_3).

F_i = componentes das forças de campo referidas à unidade de volume.

t = parâmetro tempo

ρ = massa específica de fluido

p = pressão efetiva no ponto (x_1, x_2, x_3)
(diferença entre a pressão absoluta e a pressão atmosférica).

A equação da continuidade para fluido incompressível é, na forma indicial:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \qquad i = 1,2,3 \tag{A.I.2}$$

ou $\nabla \cdot \vec{V} = 0$

Com o emprego do teorema de Kelvin da conservação da circulação e do teorema de Stokes para um fluido ideal conclui-se que, se o escoamento de um fluido ideal é irrotacional em um instante t assim permanece, ou seja,

$$\nabla \times \vec{V} = 0 \tag{A.I.3}$$

Dadas condições iniciais e condições de contorno compatíveis, é possível descrever-se o escoamento através das equações de Euler e da equação da continuidade.

A.I.2 ESCOAMENTO POTENCIAL. EQUAÇÕES DE BERNOULLI

O fato do escoamento ser irrotacional resulta em uma série de simplificações, de grande interesse na teoria. A circulação nula assegura a existência de uma função *potencial de velocidade* $\Phi(x_i;t)$, unívoca, em uma *região simplesmente conexa*, da qual o campo de velocidades é obtido através do gradiente:

$$\vec{V} = \text{grad}\,\Phi \tag{A.I.4}$$

ou em termos das componentes de $\vec{V}$,

$$u_i = \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \tag{A.I.5}$$

O potencial de velocidade é reciprocamente definido pela integral de linha:

$$\Phi(x_i;\ t) = \int_C u_i\ dx_i \tag{A.I.6}$$

Como o rotacional é zero, a expressão a ser integrada é uma diferencial exata. Introduzindo-se as componentes de velocidade dadas por (A.I.5) na equação da continuidade (A.I.2), chega-se à conclusão que a função potencial é solução de uma equação de Laplace:

$$\nabla^2\Phi = 0 \tag{A.I.7}$$

A função potencial é portanto harmônica, e isso é de grande utilidade pois o campo de velocidades deriva de uma função que satisfaz uma equação diferencial linear de 2ª ordem.

Outra conseqüência importante do caráter irrotacional do escoamento é a *equação de Bernoulli*, que advém da integração das equações de

Euler:

$$p + \rho g x_3 + \frac{\rho}{2} \nabla\Phi \cdot \nabla\Phi + \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} = C(t) \qquad (A.I.8)$$

onde $C(t)$ pode depender de tempo, mas é constante em todo o domínio fluido.

A equação de Laplace juntamente com a equação de Bernoulli substituem as equações de Euler e a equação da continuidade, com o objetivo de determinar-se as componentes de velocidade u_i e a pressão p. De fato os valores de u_i são determinados pela equação de Laplace (A.I.7) e em seguida, da equação (A.I.8), obtém-se as pressões. De início a pressão parece ser obtida adicionada de uma função que depende do tempo mas que, em cada instante, assume o mesmo valor em todo o domínio fluido. Do ponto de vista físico, é fácil notar que uma função do tempo adicionada à pressão p não tem nenhum efeito sobre o escoamento. Isso porque nenhum gradiente de pressão resulta da adição dessa parcela. Pode-se fazer então $C(t) \equiv 0$ em (A.I.8) sem perda de generalidade.

A.I.3 TEORIA DE ONDAS INFINITESIMAIS

A situação física que se apresenta é um domínio fluido, inicialmente em repouso,e que no instante t=0 é submetido à uma perturbação na sua superfície. Deseja-se determinar matematicamente o movimento do fluido e em particular a forma da superfície livre.

Em sua forma exata, mesmo os mais simples problemas de ondas de superfície são difíceis de resolver. Desprezando-se os efeitos viscosos e sendo o escoamento irrotacional, o problema se reduz a encontrar-se soluções da equação de Laplace. Entretanto, o problema apresenta ainda condições de contorno não lineares.

Com o objetivo de obter-se equações cuja utilização seja viável, será utilizado um procedimento de expansão das soluções em potências de um parâmetro ε . Este método não está relacionado a hipóteses referentes à natureza do fluido, mas sim aos movimentos resultantes e as suas causas. O método será aplicado aqui de uma maneira formal, sem preocupações, por exemplo, quanto à convergência das séries de perturbação ou ao comportamento assintótico. Levi-Civita |60| e Struik |98| estudaram rigorosamente o problema de ondas infinitesimais e provaram a existência de uma solução periódica permanente.

Para aplicar este método uma solução particular deve ser conhecida e, além disso, é necessária a escolha de um parâmetro ε que auxilie na solução do problema físico exato. Tal solução deve aproximar-se da solução exata, conhecida, quando $\varepsilon \to 0$. Assume-se que todas as funções envolvidas no problema possam ser expandidas em séries de ε , que são introduzidas nas equações e nas condições de contorno e, a seguir, agrupadas em potências de ε. A solução inicial exata é usualmente o repouso ou o movimento uniforme.

Considere-se o potencial de velocidade Φ e a função que define a elevação da superfície livre $x_3 = \zeta(x_1,x_2;\, t)$, expandidas em séries de potências de um parâmetro ε:

$$\Phi = \varepsilon\, \Phi^{(1)} + \varepsilon^2\, \Phi^{(2)} + \varepsilon^3\, \Phi^{(3)} + \dots \qquad \text{e}$$

$$\zeta(x_1,x_2;t) = \zeta^{(0)}(x_1,x_2;t) + \varepsilon\zeta^{(1)}(x_1,x_2;t) + \tag{A.I.9}$$

$$+ \varepsilon^2\zeta^{(2)}(x_1,x_2;t) + \dots$$

Verifica-se imediatamente que todas as funções $\Phi^{(k)}(x_1,x_2,x_3;t)$

são soluções da equação de Laplace.

Seja $F(x_1, x_2, x_3; t) = 0$ a equação de uma superfície S para cada instante t fixo. A condição cinemática que essa função deve satisfazer para que represente uma superfície de um sistema de partículas fluidas é que, em um dado instante t, estejam associadas a cada ponto da superfície partículas que tenham velocidade normal à superfície igual à velocidade normal da superfície a ela mesma. Isso implica necessariamente em:

$$\frac{DF}{Dt} = 0, \tag{A.I.10}$$

conforme está demonstrado a seguir.

Seja U_n a componente de velocidade de um ponto P da superfície na direção normal a esta. Pela igualdade de velocidades,

$$U_n = \vec{V} \cdot \vec{n} = n_i u_i \qquad i = 1,2,3 \tag{A.I.11}$$

onde,

$\vec{V}$ é a velocidade de uma partícula da superfície que ocupa a mesma posição do ponto P no instante considerado.

(n_1, n_2, n_3) são as componentes no vetor normal unitário.

O diferencial total da função $F(x_1, x_2, x_3; t)$ pode ser escrito como:

$$dF = \frac{\partial F}{\partial x_1} dx_1 + \frac{\partial F}{\partial x_2} dx_2 + \frac{\partial F}{\partial x_3} dx_3 + \frac{\partial F}{\partial t} dt = 0 \tag{A.I.12}$$

Na equação (A.I.12) dx_i são diferenciais em condições arbitrárias. Tomando-os na direção do arco elementar descrito pela partícula, têm-se:

$$dx_i = n_i \, U_n \, \delta t \qquad i = 1,2,3$$

$$dt = \delta t \qquad \text{(A.I.13)}$$

Substituindo-se em (A.I.12) resulta:

$$U_n \left(n_1 \frac{\partial F}{\partial x_1} + n_2 \frac{\partial F}{\partial x_2} + n_3 \frac{\partial F}{\partial x_3}\right) + \frac{\partial F}{\partial t} = 0 \qquad \text{(A.I.14)}$$

Os cossenos diretores da normal à superfície são expressos por:

$$n_i = \frac{1}{R} \frac{\partial F}{\partial x_i} \qquad i = 1,2,3 \qquad \text{(A.I.15)}$$

onde

$$R = \left[\left(\frac{\partial F}{\partial x_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial x_2}\right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial x_3}\right)^2\right]^{1/2}$$

Introduzindo-se esses valores em (A.I.14) resulta:

$$U_n = \frac{-1}{R} \frac{\partial F}{\partial t} \qquad \text{(A.I.16)}$$

Com esse resultado e com os valores dos cossenos diretores em (A.I.11) têm-se finalmente:

$$\frac{\partial F}{\partial x_1} u_1 + \frac{\partial F}{\partial x_2} u_2 + \frac{\partial F}{\partial x_3} u_3 + \frac{\partial F}{\partial t} = 0 \qquad \text{(A.I.17)}$$

ou simplesmente $\frac{DF}{Dt} = 0$

Pode-se demonstrar que a recíproca é verdadeira.

Para um contorno fixo, isto é, $\vec{V}\cdot\vec{n} = 0$, têm-se as seguintes condições de contorno:

$$\frac{\partial\Phi}{\partial n} = V_n = 0 \quad \text{em} \quad S \tag{A.I.18}$$

Um caso especial muito importante é quando S é a superfície livre de um líquido. Em tal superfície,

$$F(x_1,x_2,x_3;t) = x_3 - \zeta(x_1,x_2;t), \tag{A.I.19}$$

o que resulta na *condição de contorno cinemática:*

$$\Phi_{x_1}\,\zeta_{x_1} + \Phi_{x_2}\,\zeta_{x_2} - \Phi_{x_3} + \zeta_t = 0 \quad \text{em} \quad S \tag{A.I.20}$$

onde

$$\Phi_{x_i} = \frac{\partial\Phi}{\partial x_i} \quad ; \; \zeta_{x_i} = \frac{\partial\Phi}{\partial x_i} \quad \text{e} \quad \zeta_t = \frac{\partial\zeta}{\partial t}$$

Na superfície livre $x_3 = \zeta(x_1,x_2;t)$, na qual a pressão efetiva é zero, será feita a hipótese de igualdade de pressões em ambos os lados da superfície. A continuidade da pressão exclui a ocorrência de tensão superficial. Da equação de Bernoulli , segue a *condição de contorno dinâmica:*

$$gx_3 + \Phi_t + \frac{1}{2}\left(\Phi_{x_1}^2 + \Phi_{x_2}^2 + \Phi_{x_3}^2\right) = 0 \tag{A.I.21}$$

$$\text{em} \quad x_3 = \zeta(x_1,x_2;t)$$

onde

$$\Phi_t = \frac{\partial\Phi}{\partial t}$$

As condições de contorno cinemática e dinâmica serão agora reescritas, tendo-se em vista as séries de Φ e ζ , em potências de um parâmetro ε.

$\varepsilon = 0$ corresponde aqui ao líquido permanentemente em repouso. Neste caso, os contornos físicos devem também permanecer em repouso, isto é, $\zeta^{(0)}$ não depende de t. Introduzindo-se (A.I.9) na condição acima e desenvolvendo-se Φ_t , Φ_{x_1}, etc. sistematicamente em séries de potências de ε resultam as seguintes condições dinâmicas:

$$\begin{aligned} \zeta^{(0)} &= 0 \\ g\zeta^{(1)} + \Phi_t^{(1)} &= 0 \\ g\zeta^{(2)} + \Phi_t^{(2)} + \frac{1}{2}\left[(\Phi_{x_1}^{(1)})^2 + (\Phi_{x_2}^{(1)})^2 + (\Phi_{x_3}^{(1)})^2\right] + \zeta^{(1)}\,\Phi_{tx_3}^{(1)} &= 0 \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \end{aligned} \tag{A.I.22}$$

a serem satisfeitas em $x_3 = \zeta^{(0)}$ e, desde que $\zeta^{(0)} = 0$, as condições (A. I. 22), coerentemente com as simplificações assumidas, devem ser aplicadas na posição média da superfície livre.

As condições cinemáticas derivam da aplicação da equação (A.I. 20) para a superfície livre.

$$\begin{aligned} \zeta_t^{(0)} &= 0 \\ \Phi_{x_1}^{(1)}\,\zeta_{x_1}^{(0)} + \Phi_{x_2}^{(1)}\,\zeta_{x_2}^{(0)} + \zeta_t^{(1)} &= \Phi_{x_3}^{(1)} \\ \Phi_{x_1}^{(2)}\,\zeta_{x_1}^{(0)} + \Phi_{x_2}^{(2)}\,\zeta_{x_2}^{(0)} + \zeta_t^{(2)} &= \Phi_{x_3}^{(2)} - \Phi_{x_1}^{(1)}\,\zeta_{x_1}^{(1)} - \Phi_{x_2}^{(2)}\,\zeta_{x_2}^{(2)} + \\ &\quad - \zeta^{(1)}(\Phi_{x_1x_3}^{(1)}\,\zeta_{x_1}^{(0)} + \Phi_{x_2x_3}^{(1)}\,\zeta_{x_2}^{(0)} - \Phi_{x_3x_3}^{(1)}), \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \end{aligned} \tag{A.I.23}$$

que são também satisfeitas em $x_3 = 0$.

Sendo $\zeta^{(0)} = 0$, as condições dinâmicas podem ser colocadas na forma:

$$\text{(a)} \qquad g\zeta^{(1)} + \Phi_t^{(1)} = 0$$

$$\text{(b)} \qquad g\zeta^{(2)} + \Phi_t^{(2)} = -\frac{1}{2}\left[(\Phi_{x_1}^{(1)})^2 + (\Phi_{x_2}^{(1)})^2 + (\Phi_{x_3}^{(1)})^2\right] - \zeta^{(1)}\Phi_{tx_3}^{(1)} \, , \tag{A.I.24}$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots$$

$$\text{(c)} \qquad g\zeta^{(n)} + \Phi_t^{(n)} = H^{(n-1)} \, ,$$

onde o símbolo $H^{(n-1)}$ se refere a uma certa combinação das funções $\zeta^{(k)}$ e $\Phi^{(k)}$, com $k \leq n-1$, e todas as condições devem ser satisfeitas em $x_3 = 0$.

De maneira análoga, resultam as condições cinemáticas:

$$\text{(a)} \qquad \zeta_t^{(1)} = \Phi_{x_3}^{(1)}$$

$$\text{(b)} \qquad \zeta_t^{(2)} = \Phi_{x_3}^{(2)} - \Phi_{x_1}^{(1)}\zeta_{x_1}^{(1)} - \Phi_{x_2}^{(1)}\zeta_{x_2}^{(1)} + \Phi_{x_3}^{(1)}\zeta_{x_3}^{(1)} \, , \tag{A.I.25}$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots$$

$$\text{(c)} \qquad \zeta_t^{(n)} = \Phi_{x_3}^{(n)} + I^{(n-1)} \, ,$$

onde $I^{(n-1)}$ depende das funções $\zeta^{(k)}$ e $\Phi^{(k)}$, com $k \leq n-1$, e mais uma vez todas as condições devem ser satisfeitas em $x_3 = 0$.

As relações (A.I.24) e (A.I.25) fornecem, em princípio, meios para o cálculo sucessivo dos coeficientes das séries de $\Phi^{(k)}$ e $\zeta^{(k)}$, tendo por hipótese que tais séries existem.

As condições (A.I.24.a) e (A.I.25.a), aplicadas na superfície livre, juntamente com apropriadas condições em outros contornos, e condições iniciais para $t = 0$, permitem a determinação de soluções únicas, $\zeta^{(1)}$ e $\Phi^{(1)}$, com o auxílio da equação de Laplace $\nabla^2\Phi^{(1)} = 0$. Determinados $\zeta^{(1)}$ e $\Phi^{(1)}$, estes podem ser introduzidos nas equações (A.I.24.b) e (A.I.25.b), para a determinação de $\zeta^{(2)}$ e $\Phi^{(2)}$, e assim por diante.

Tendo em vista o grau de aproximação desejado, serão desprezados nas séries de perturbação os termos após $\varepsilon\Phi^{(1)}$ e $\varepsilon\zeta^{(1)}$. Por razões de simplicidade será feito $\Phi \equiv \varepsilon\Phi^{(1)}$ e $\zeta = \varepsilon\zeta^{(1)}$.

As condições (A.I.24.a) e (A.I.25.a) podem ser reescritas então na forma:

$$\left.\begin{aligned} g\zeta + \frac{\partial\Phi}{\partial t} &= 0 \\ \frac{\partial\zeta}{\partial t} - \frac{\partial\Phi}{\partial x_3} &= 0 \end{aligned}\right\} \quad \text{em } x_3 = 0 \qquad \text{(A.I.26)}$$

Eliminando-se ζ das duas relações acima pode-se resumir as considerações anteriores em uma única expressão:

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} + g\,\frac{\partial\Phi}{\partial x_3} = 0 \qquad \text{em } x_3 = 0 \qquad \text{(A.I.27)}$$

Essa condição será utilizada para determinar-se Φ a partir da equação de Laplace e, posteriormente, a elevação da superfície pode ser obtida por (A.I.26).

A hipótese básica adotada é de que a velocidade das partículas d'água e a elevação da superfície livre assim como suas derivadas são quantidades pequenas.

A.I.4 CONDIÇÕES DE CONTORNO PARA UM CORPO RÍGIDO IMERSO

Considere-se um corpo rígido, com velocidade zero, flutuando em um fluido perfeito infinito, sob a ação de ondas infinitesimais. Atingidas as condições permanentes, assume-se que os movimentos resultantes são harmônicos e com a mesma freqüência das ondas incidentes. Em águas calmas as coordenadas do centro de gravidade no sistema $0x_1x_2x_3$ são $(x_{1c}^{(0)}, x_{2c}^{(0)}, x_{3c}^{(0)})$. Quando o corpo se movimenta, a nova posição do centro de gravidade será, na forma expandida:

$$
\begin{aligned}
x_{1c}(t) &= x_{1c}^{(0)} + \varepsilon x_{1c}^{(1)} + \varepsilon^2 x_{1c}^{(2)} + \ldots \\
x_{2c}(t) &= x_{2c}^{(0)} + \varepsilon x_{2c}^{(1)} + \varepsilon^2 x_{2c}^{(2)} + \ldots \qquad \text{(A.I.28)} \\
x_{3c}(t) &= x_{3c}^{(0)} + \varepsilon x_{3c}^{(1)} + \varepsilon^2 x_{3c}^{(2)} + \ldots
\end{aligned}
$$

onde $x_{1c}^{(0)}$, $x_{2c}^{(0)}$ e $x_{3c}^{(0)}$ são independentes do tempo.

As relações entre as coordenadas do sistema inercial e do sistema $0'X_1X_2X_3$ podem ser facilmente obtidas através da formulação envolvendo ângulos de Euler, na seguinte forma:

$$
\begin{aligned}
X_1 &= x_1 - \varepsilon[x_{1c}^{(1)} + \beta_2(x_3 - x_{3c}^{(0)}) - \beta_3(x_2 - x_{2c}^{(0)})] + \varepsilon^2(\,.\,) + \ldots \\
X_2 &= x_2 - \varepsilon[x_{2c}^{(1)} + \beta_3(x_1 - x_{1c}^{(0)}) - \beta_1(x_3 - x_{3c}^{(0)})] + \ldots \qquad \text{(A.I.29)} \\
X_3 &= x_3 - \varepsilon[x_{3c}^{(1)} + \beta_1(x_2 - x_{2c}^{(0)}) - \beta_2(x_1 - x_{1c}^{(0)})] + \ldots
\end{aligned}
$$

A superfície S do corpo é definida pela função:

$$F(x_1,x_2,x_3;t) = x_3 - \xi(x_1,x_2;\ t) \qquad (A.I.30)$$

ou ainda,

$$x_3 = \xi(x_1,x_2;t) = \xi^{(0)} + \varepsilon\xi^{(1)} + \varepsilon^2\xi^{(2)} + \ldots \qquad (A.I.31)$$

As coordenadas (X_1,X_2,X_3) de um ponto da superfície imersa S coincidem com as coordenadas de um ponto na posição de repouso e satisfazem portanto a equação:

$$X_3 = \zeta^{(0)}\ (X_1,\ X_2) \qquad (A.I.32)$$

Introduzindo-se as expressões (A.I.29) e comparando-se com (A. I .31), onde os termos de potência de ordem maior ou igual a 2 foram desprezados, chega-se ao desvio da superfície S da posição de repouso:

$$\begin{aligned}\xi^{(1)} = {} & [x_{3c}^{(1)} + \beta_1 (x_2 - x_{2c}^{(0)}) - \beta_2(x_1 - x_{1c}^{(0)})] + \\ & - \xi_{x_1}^{(0)}[x_{1c}^{(1)} + \beta_2 (x_3 - x_{3c}^{(0)}) - \beta_3 (x_2 - x_{2c}^{(0)})] + \\ & - \xi_{x_2}^{(0)}[x_{2c}^{(1)} + \beta_3 (x_1 - x_{1c}^{(0)}) - \beta_1 (x_3 - x_{3c}^{(0)})] + \end{aligned} \qquad (A.I.33)$$

Essas expressões podem ser substituídas na condição de contorno cinemática (A.I.20), obtendo-se condições de contornos para $\Phi^{(1)}$ em S, no repouso.

Sejam n_1, n_2, n_3 as componentes do vetor normal unitário interno à superfície S , no repouso. Os movimentos do vetor normal unitário em relação ao centro de gravidade serão dados por:

$$\vec{q} = (\vec{r} - \vec{r}_o) \times \vec{n} \qquad \text{(A.I.34)}$$

ou,

$$n_4 = (x_2 - x_{2c}^{(0)})\, n_3 - (x_3 - x_{3c}^{(0)}) n_2$$

$$n_5 = (x_3 - x_{3c}^{(0)})\, n_1 - (x_1 - x_{1c}^{(0)}) n_3$$

$$n_6 = (x_1 - x_{1c}^{(0)})\, n_2 - (x_2 - x_{2c}^{(0)}) n_1$$

Pode-se demonstrar que a condição cinemática se reduz a seguinte expressão:

$$\frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial n} = \dot{x}_{1c}\, n_1 + \dot{x}_{2c}\, n_2 + \dot{x}_{3c}\, n_3 + \dot{\beta}_1 n_4 + \dot{\beta}_2 n_5 + \dot{\beta}_3 n_6 \qquad \text{(A.I.35)}$$

(x_1, x_2, x_3) em S no repouso

No capítulo II verificou-se que, para pequenos movimentos angulares, os ângulos de Euler são aproximadamente iguais às componentes da rotação do corpo em relação a eixos fixos no espaço.

Introduzindo-se a notação anteriormente utilizada em (A.I.35) resulta:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = n_i \frac{d\eta_i}{dt} \qquad i = 1,2,\ldots,6 \qquad \text{(A.I.36)}$$

em S no repouso

A condição cinemática traduz assim o fato de que a velocidade do fluido normal a S, no repouso, é igual a velocidade da superfície do corpo devida aos movimentos.

A.I.5 CONDIÇÃO DE RADIAÇÃO PARA UM FLUIDO INFINITO

Um sistema completo de condições de contorno para a determinação de um potencial de onda deve incluir especificações sobre o seu comportamento no infinito. Do ponto de vista matemático parece ocorrer uma certa arbitrariedade quanto às condições a serem impostas, exceto pelo fato de que estas devem conduzir à existência e unicidade das funções potenciais. As integrais de energia correspondentes às energias cinética e potencial são fundamentais para a derivação de condições de contorno no infinito.

A função potencial para movimentos harmônicos de freqüência ω é:

$$\Phi = \mathrm{Re}\{\phi\, e^{-j\omega t}\} \qquad \text{(A.I.37)}$$

onde $\phi = \phi_1 + j\, \phi_2$

Seja a função acima definida em um domínio D, limitado da superfície livre S_L, pela superfície imersa do corpo S_I e pelo fundo do mar S_F.

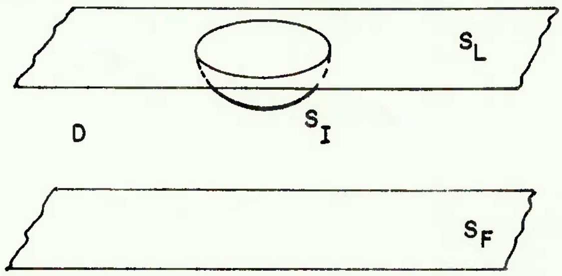


Fig. A.I.1 - Domínio D da função potencial

A energia cinética de um fluido contido em uma região D' de D, durante um período de tempo é |42|:

$$E_c = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} dt \frac{\rho}{2} \iiint_{D'} (\Phi^2_{x_1} + \Phi^2_{x_2} + \Phi^2_{x_3}) \, dx_1 \, dx_2 \, dx_3 \qquad \text{(A.I.38)}$$

ou,

$$E_c = \frac{\rho}{4} \iiint_{D'} (|\phi_{x_1}|^2 + |\Phi_{x_2}|^2 + |\Phi_{x_3}|^2) \, dx_1 \, dx_2 dx_3 \qquad \text{(A.I.39)}$$

A elevação da superfície livre na teoria linear é obtida por:

$$x_3 = - \frac{1}{g} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \qquad \text{(A.I.40)}$$

A energia potencial média das ondas concentradas em uma porção S'_L de S_L será então:

$$E_p = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} dt \iint_{S'_L} \frac{\rho}{2g} \Phi_t^2 \, dx_1 \, dx_2 \qquad \text{(A.I.41)}$$

ou,

$$E_p = K \iint_{S'_L} |\phi|^2 \, dx_1 \, dx_2 \quad , \qquad \text{(A.I.42)}$$

onde $K = \frac{\omega^2}{g}$

Na superfície livre a condição de contorno (A.I.27) estabelece que:

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = K\phi \qquad \text{em} \quad S_L \qquad \text{(A.I.43)}$$

É fácil então verificar que em S_L:

$$K|\phi|^2 = \phi_n \bar{\phi} \qquad \text{(A.I.44)}$$

onde $\phi_n = \dfrac{\partial\phi}{\partial n}$, sendo $\vec{n}$ a normal externa a D'

e

$$\bar{\phi} = \phi_1 - j\phi_2$$

A segunda identidade de Green aplicada em D' conduz ao seguinte resultado:

$$\iiint_{D'} (|\phi_{x_1}|^2 + |\phi_{x_2}|^2 + |\phi_{x_3}|^2)dx_1dx_2dx_3 = \iint_S \phi_n\bar{\phi}\, ds \qquad \text{(A.I.45)}$$

S é a superfície que limita a região D'.

Considere-se em particular a região D' de contornos C_R, S_I, S_L e S_F, onde C é um cilindro vertical.

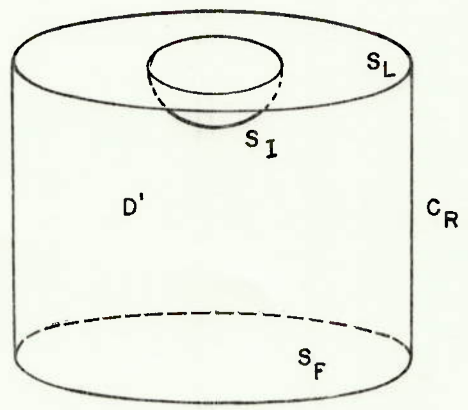


Fig. A.I .2 - Domínio D' de função potencial

O fluxo de energia média através da superfície $S = C_R \cup S_I \cup S_L \cup S_F$ é dado por |42|:

$$F_S = -\rho\frac{\omega}{2\pi}\int_0^{2\pi/\omega} dt \iint_S \Phi_t\, \Phi_n\, ds = \frac{\rho\omega}{2}\, I_m\{\iint_S \phi_n \bar{\phi}\, ds\} \qquad (A.I.46)$$

O fluxo de energia será positivo na direção da normal $\vec{n}$ e nulo necessariamente em S. As condições de contorno em S_L e S_F garantem que não há fluxo através dessas superfícies. Ou seja,

$$F_C + F_{S_I} = 0 \qquad (A.I.47)$$

A equação (A.I.47) mostra que o fluxo médio através de C é independente do particular cilindro C. A condição de energia transportada ao infinito será portanto:

$$F_C = \frac{\rho\omega}{2}\, I_m\, \{\iint_C \phi_n \bar{\phi}\, ds\} > 0 \qquad (A.I.48)$$

Essa é uma relação não linear e deve-se impor uma condição de radiação do tipo da apresentada por Sommerfeld. Esta última é a condição matemática que corresponde ao conceito intuitivo de ondas geradas em uma superfície S_I se propagando para o infinito. A grandes distâncias é de se supor que as ondas geradas pelo corpo tenham o caráter de ondas progressivas na direção radial, com velocidade de propagação constante.

Em coordenadas cilíndricas a condição de radiação de Sommerfeld é dada na forma:

$$\lim_{R\to\infty} R^{1/2}\left(\frac{\partial\phi}{\partial R} - j\, K\,\phi\right) = 0 \qquad (A.I.49)$$

onde $R = \sqrt{x_1^2 + x_2^2}$

Uma condição equivalente é a apresentada por Rellich |90| :

$$\lim_{R\to\infty} \iint_{C_R} \left| \frac{\partial \phi}{\partial n} - j\, K\, \phi \right|^2 ds = 0 \qquad \text{(A.I.50)}$$

É fácil notar que a condição (A.I.49) implica na (A.I.50).

Será verificado agora que, se uma função potencial satisfaz a condição de radiação então o fluxo de energia para o infinito é positivo.

Sejam as seguintes identidades:

(1) $$I_m\{\phi_n\, \bar{\phi}\} = \phi_n \bar{\phi} - \bar{\phi}_n \phi = (\phi_{2n}\phi_1 - \phi_{1n}\phi_2) \qquad \text{(A.I.51)}$$

(2) $$(\phi_{2n}\phi_1 - \phi_{1n}\phi_2) = \frac{1}{2K}\{|\phi_n|^2 + K^2|\phi|^2 - |\phi_n - jK\phi|^2\} \qquad \text{(A.I.52)}$$

O fluxo através do cilindro C será então:

$$F_C = \rho\frac{\omega}{2}\, I_m\{\iint_C \phi_n\, \bar{\phi}\, ds\} = \rho\frac{\omega}{2}\iint_C \frac{|\phi_n|^2 + K^2|\phi|^2}{2K}\, ds$$

$$- \rho\frac{\omega}{2}\iint_C \frac{|\phi_n - j\, K\, \phi|^2}{2K}\, ds \qquad \text{(A.I.53)}$$

e passando-se ao limite:

$$\lim_{R\to\infty} \inf\; F_{C_R} \geq 0 \qquad \text{(A.I.54)}$$

Conclui-se portanto que $F_C \geq 0$, pois F_C independe do particular cilindro C.

APÊNDICE A.II

EQUAÇÕES INTEGRAIS PARA A DETERMINAÇÃO DO POTENCIAL DE RADIAÇÃO

A.II.1 ESTABELECIMENTO DAS EQUAÇÕES

O objetivo deste apêndice é apresentar-se o processo de cálculo das integrais definidas como coeficientes do sistema de equações (V.24). Esse sistema, resolvido, fornecerá as componentes dos potenciais de radiação.

Para o estabelecimento das principais equações, considere-se a seguinte integral:

$$\int_{s_j} (\vec{n}.\nabla) \ \mathrm{Re}\ \{F(z,\zeta)\} ds \quad , \tag{A.II.1}$$

onde $F(z,\zeta)$ é uma função contínua complexa, e as partes real e imaginária são funções harmônicas conjugadas. No segmento s_j tem-se:

$$* \quad d\zeta = d\xi + i\ d\eta \quad =$$

$$= ds(\cos\alpha_j + i \ \mathrm{sen}\ \alpha_j)$$

$$\therefore\ ds = \mathrm{Re}\ \{e^{-i\alpha_j}\ d\zeta\} \tag{A.II.2}$$

* No processo de avaliação das integrais, $\underline{i}$ como sub-escrito significa índice. Em qualquer outro caso representa a unidade imaginária.

O produto escalar da integral (A.II.1) é expresso por:

$$(\vec{n}.\nabla) = (-\ \text{sen}\ \alpha_j \frac{\partial}{\partial \xi} + \cos \alpha_j \frac{\partial}{\partial \eta}) \qquad \text{(A.II.3)}$$

Utilizando-se as equações de Cauchy-Riemann, obtém-se:

$$(\vec{n}.\nabla)\ \text{Re}\ \{F(z,\zeta)\} = \text{Re}\{\ i e^{i\alpha_j} \frac{\partial}{\partial \zeta} F(z,\zeta)\}\ , \qquad \text{(A.II.4)}$$

e a integral resulta em :

$$\int_{s_j} (\vec{n}.\nabla)\ \text{Re}\{F(z,\zeta)\}\ ds = \int_{s_j} \text{Re}\{ i e^{i\alpha_j} \frac{\partial}{\partial \zeta} F(z,\zeta)\ e^{-i\alpha_j}\ d\zeta\}\ , \qquad \text{(A.II.5)}$$

ou

$$\int_{s_j} (\vec{n}.\nabla)\ \text{Re}\{F(z,\zeta)\} ds = I_m\{F(z,\zeta_j)\} - I_m\{F(z,\ \zeta_{j+1})\} \qquad \text{(A.II.6)}$$

Analogamente, para $F = F(z,\bar{\zeta})$, tem-se:

$$\int_{s_j} (\vec{n}.\nabla)\ \text{Re}\{F(z,\bar{\zeta})\} ds = I_m\{F(z,\bar{\zeta}_{j+1})\} - I_m\{F(z,\bar{\zeta}_j)\} \qquad \text{(A.II.7)}$$

Para $F = F(z, -\bar{\zeta})$ basta substituir $\bar{\zeta}$ por $-\bar{\zeta}$ em (A.II.7), enquanto que para $F = F(z, -\zeta)$ deve-se fazer $\zeta = -\zeta$ em (A.II.6).

Esses resultados conduzem a fórmulas úteis para as integrais definidas no capítulo V.

A primeira integral na definição de $I_{ij}^{(m)}$ contém uma singularidade para i=j, e verifica-se que a contribuição da integral, neste caso, é igual a π.

Relaciona-se a seguir as demais integrais de interesse:

$$\int_{s_j} (\vec{n}.\nabla)_{\zeta} \,\mathrm{Re}\, \mathrm{Ln}\,(z_i-\zeta)ds = \tan^{-1}\left(\frac{y_i-\eta_j}{z_i-\xi_j}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{y_i-\eta_{j+1}}{x_i-\zeta_{j+1}}\right) \;, i\neq j \quad , \qquad (A.II.8)$$

$$\int_{s_j} (\vec{n}.\nabla)_{-\bar{\zeta}} \,\mathrm{Re}\, \mathrm{Ln}\,(z_i+\bar{\zeta})ds = \tan^{-1}\left(\frac{y_i-\eta_{j+1}}{x_i+\xi_{j+1}}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{y_i-\eta_j}{x_i+\xi_j}\right) \quad , \qquad (A.II.9)$$

$$\int_{s_j} (\vec{n}.\nabla)_{\bar{\zeta}} \,\mathrm{Re}\, \mathrm{Ln}(z_i-\bar{\zeta})ds = \tan^{-1}\left(\frac{y_i+\eta_{j+1}}{x_i-\xi_{j+1}}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{y_i+\eta_j}{x_i-\xi_j}\right) \;, \qquad (A.II.10)$$

$$\int_{s_j} (\vec{n}.\nabla)_{-\zeta} \,\mathrm{Re}\, \mathrm{Ln}(z_i+\zeta)ds = \tan^{-1}\left(\frac{y_i+\eta_j}{x_i+\xi_j}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{y_i+\eta_{j+1}}{x_i+\xi_{j+1}}\right) \;, \qquad (A.II.11)$$

$$\int_{s_j} (\vec{n}.\nabla)\, \mathrm{Re}\; \mathrm{P.V.}\int_0^\infty \frac{e^{-ik(z_i-\bar{\zeta})}}{K-k}\, dk\; ds = \mathrm{P.V.}\int_0^\infty \frac{e^{k(y_i+\eta_j)}}{K-k}\, \mathrm{sen}k(x_i-\xi_j)dk \; +$$

$$-\mathrm{P.V.}\int_0^\infty \frac{e^{k(y_i+\eta_{j+1})}}{K-k}\, \mathrm{sen}k(x_i-\xi_{j+1})dk \quad , \qquad (A.II.12)$$

$$\int_{s_j} (\vec{n}.\nabla)\, \mathrm{Re}\; \mathrm{P.V.}\int_0^\infty \frac{e^{-ik(z_i+\zeta)}}{K-k}\, dk ds = -\mathrm{P.V.}\int_0^\infty \frac{e^{k(y_i+\eta_j)}}{K-k}\, \mathrm{sen}\; k(x_i+\xi_j)dk \; +$$

$$+\; \mathrm{P.V.}\int_0^\infty \frac{e^{k(y_i+\eta_{j+1})}}{K-k}\, \mathrm{sen}\; k(x_i+\xi_{j+1})dk \quad , \qquad (A.II.13)$$

$$\int_{s_j} (\vec{n}.\nabla) \quad \mathrm{Re}\; e^{-iK(z_i-\bar{\zeta})}\, ds = e^{K(y_i+\eta_j)}\, \mathrm{sen}\; K(x_i-\xi_j) - e^{K(y_i+\eta_{j+1})}\mathrm{sen}\,K(x_i-\xi_{j+1}) ,$$

$$(A.II.14)$$

$$\int_{s_j} (\vec{n}.\nabla) \quad \mathrm{Re}\; e^{-iK(z_i+\zeta)}ds = e^{K(y_i+\eta_{j+1})}\mathrm{sen}\,K(x_i+\xi_{j+1}) - e^{K(y_i+\eta_j)}\mathrm{sen}\,K(x_i+\xi_j).$$

$$(A.II.15)$$

As integrais sobre os segmentos s_j, requeridas para os coeficientes $K_{ij}^{(m)}$ e $L_{ij}^{(m)}$, são apresentados em seguida:

$$\int_{s_j} \mathrm{Re}\ \mathrm{Log}(z_i-\zeta)ds = \cos\alpha_j\{\xi_i-\xi_{j+1}-\frac{1}{2}(x_i-\xi_{j+1})\mathrm{Log}[(x_i-\xi_{j+1})^2+(y_i-\eta_{j+1})^2]$$

$$+\frac{1}{2}(x_i-\xi_j)\mathrm{Log}[(x_i-\xi_j)^2+(y_i-\eta_j)^2]+(y_i-\eta_{j+1})\tan^{-1}(\frac{y_i-\eta_{j+1}}{x_i-\xi_{j+1}})+$$

$$-(y_i-\eta_j)\tan^{-1}(\frac{y_i-\eta_j}{x_i-\xi_j})\}+$$

$$+\mathrm{sen}\alpha_j\{\eta_j-\eta_{j+1}-(x_i-\xi_{j+1})\tan^{-1}(\frac{y_i-\eta_{j+1}}{x_i-\xi_{j+1}})+(x_i-\xi_j)\tan^{-1}(\frac{y_i-\eta_j}{x_i-\xi_j})+$$

$$-\frac{1}{2}(y_i-\eta_{j+1})\mathrm{Log}[(x_i-\xi_{j+1})^2+(y_i-\eta_{j+1})^2]+\frac{1}{2}(y_i-\eta_j)\mathrm{Log}[(x_i-\xi_j)^2+$$

$$+(y_i-\eta_j)^2]\}\ , \qquad \text{(A.II.16)}$$

$$\int_{s_j} \mathrm{Re}\ \mathrm{Log}(z_i+\bar{\zeta})ds = \cos\alpha_j\{\xi_i-\xi_{j+1}+\frac{1}{2}(x_i+\xi_{j+1})\mathrm{Log}[(x_i+\xi_{j+1})^2+(y_i-\eta_{j+1})^2]+$$

$$-\frac{1}{2}(x_i+\xi_j)\mathrm{Log}[(x_i+\xi_j)^2+(y_i-\eta_j)^2]-(y_i-\eta_{j+1})\tan^{-1}(\frac{y_i-\eta_{j+1}}{x_i+\xi_{j+1}})+$$

$$+(y_i-\eta_j)\tan^{-1}(\frac{y_i-\eta_j}{x_i+\xi_j})\}+$$

$$+\mathrm{sen}\alpha_j\{\eta_j-\eta_{j+1}-\frac{1}{2}(y_i-\eta_{j+1})\mathrm{Log}[(x_i+\xi_{j+1})^2+(y_i-\eta_{j+1})^2]+$$

$$+\frac{1}{2}(y_i-\eta_j)\mathrm{Log}[(x_i+\xi_j)^2+(y_i-\eta_j)^2]-(x_i+\xi_{j+1})\tan^{-1}(\frac{y_i-\eta_{j+1}}{x_i+\xi_{j+1}})+$$

$$+(x_i+\xi_j)\tan^{-1}(\frac{y_i-\eta_j}{x_i+\xi_j})\}, \qquad \text{(A.II.17)}$$

$$\int_{s_j} \mathrm{Re}\ \mathrm{Log}(z_i-\bar{\zeta})ds = \cos\alpha_j\{\xi_j-\xi_{j+1}-(x_i-\xi_{j+1})\ \tfrac{1}{2}\mathrm{Log}[(x_i-\xi_{j+1})^2+(y_i+\eta_{j+1})^2]+$$

$$+(y_i+\eta_{j+1})\tan^{-1}(\frac{y_i+\eta_{j+1}}{x_i-\xi_{j+1}})+\tfrac{1}{2}(x_i-\xi_j)\mathrm{Log}[(x_i-\xi_j)^2+(y_i+\eta_j)^2]+$$

$$-(y_i+\eta_j)\tan^{-1}(\frac{y_i+\eta_j}{x_i-\xi_j})\}+$$

$$+\mathrm{sen}\alpha_j\{\eta_j-\eta_{j+1}+\tfrac{1}{2}(y_i+\eta_{j+1})\mathrm{Log}[(x_i-\xi_{j+1})^2+(y_i+\eta_{j+1})^2]$$

$$+(x_i-\xi_{j+1})\tan^{-1}(\frac{y_i+\eta_{j+1}}{x_i-\xi_{j+1}})-\tfrac{1}{2}(y_i+\eta_j)\mathrm{Log}[(x_i-\xi_j)^2+(y_i+\eta_j)^2]+$$

$$-(x_i-\xi_j)\tan^{-1}(\frac{y_i+\eta_j}{x_i-\xi_j})\}\ , \qquad (A.II.18)$$

$$\int_{s_j} \mathrm{Re}\ \mathrm{Log}(z_i+\zeta)ds = \cos\alpha_j\{\xi_j-\xi_{j+1}+\tfrac{1}{2}(x_i+\xi_{j+1})\mathrm{Log}[(x_i+\xi_{j+1})^2+(y_i+\eta_{j+1})^2]+$$

$$-\frac{1}{2}(x_i+\xi_j)\mathrm{Log}[(x_i+\xi_j)^2+(y_i+\eta_j)^2]-(y_i+\eta_{j+1})\tan^{-1}(\frac{y_i+\eta_{j+1}}{x_i+\xi_{j+1}})+$$

$$+(y_i+\eta_j)\tan^{-1}(\frac{y_i+\eta_j}{x_i+\xi_j})\}+$$

$$+\mathrm{sen}\alpha_j\{\eta_j-\eta_{j+1}+\tfrac{1}{2}(y_i+\eta_{j+1})\mathrm{Log}[(x_i+\xi_{j+1})^2+(y_i+\eta_{j+1})^2]+$$

$$-\frac{1}{2}(y_i+\eta_j)\mathrm{Log}[(x_i+\xi_j)^2+(y_i+\eta_j)^2]+(x_i+\xi_{j+1})\tan^{-1}(\frac{y_i+\eta_{j+1}}{x_i+\xi_{j+1}})+$$

$$-(x_i+\xi_j)\tan^{-1}(\frac{y_i+\eta_j}{x_i+\xi_j})\}\ , \qquad (A.II.19)$$

$$K\int_{s_j} \mathrm{Re}\ e^{-iK(z_i-\bar{\zeta})}ds = e^{K(y_i+\eta_j)}\ \mathrm{sen}[K(x_i-\xi_j)-\alpha_j]-e^{K(y_i+\eta_{j+1})}\mathrm{sen}[K(x_i-\xi_{j+1})-\alpha_j]\ ,$$

$$(A.II.20)$$

$$K\int_{s_j} \mathrm{Re}\, e^{-iK(z_i+\zeta)}ds = -e^{K(y_i+\eta_j)}\mathrm{sen}[K(x_i+\xi_j)+\alpha_j] + e^{K(y_i+\eta_{j+1})}\mathrm{sen}[K(x_i+\xi_{j+1})+\alpha_j],$$

(A.II.21)

$$K\int_{s_j}\mathrm{Re}\,\mathrm{P.V.}\int_0^\infty \frac{e^{-ik(z_i-\bar\zeta)}}{K-k}\,dk\,ds = \mathrm{sen}\alpha_j\{\frac{1}{2}\,\mathrm{Log}\,\frac{(x_i-\xi_j)^2+(y_i+\eta_j)^2}{(x_i-\xi_{j+1})^2+(y_i+\eta_{j+1})^2} +$$

$$+\,\mathrm{P.V.}\int_0^\infty \frac{e^{k(y_i+\eta_{j+1})}}{K-k}\cos k(x_i-\xi_{j+1})dk - \mathrm{P.V.}\int_0^\infty \frac{e^{k(y_i+\eta_j)}}{K-k}\cos k(x_i-\xi_j)dk\}+$$

$$+\cos\alpha_j\{\tan^{-1}(\frac{y_i+\eta_j}{x_i-\xi_j}) - \tan^{-1}(\frac{y_i+\eta_{j+1}}{x_i-\xi_{j+1}}) +$$

$$+\,\mathrm{P.V.}\int_0^\infty \frac{e^{k(y_i+\eta_j)}}{K-k}\,\mathrm{sen}\,k(x_i-\xi_j)dk +$$

$$-\,\mathrm{P.V.}\int_0^\infty \frac{e^{k(y_i+\eta_{j+1})}}{K-k}\,\mathrm{sen}\,k(x_i-\xi_{j+1})dk\},$$

(A.II.22)

$$K\int_{s_j}\mathrm{Re}\,\mathrm{P.V.}\int_0^\infty \frac{e^{-ik(z_i+\zeta)}}{K-k}\,dk\,ds = \mathrm{sen}\,\alpha_j\{\frac{1}{2}\,\mathrm{Log}\,\frac{(x_i+\xi_j)^2+(y_i+\eta_j)^2}{(x_i+\xi_{j+1})^2+(y_i+\eta_{j+1})^2} +$$

$$+\,\mathrm{P.V.}\int_0^\infty \frac{e^{k(y_i+\eta_{j+1})}}{K-k}\cos k(x_i+\xi_{j+1})dk - \mathrm{P.V.}\int_0^\infty \frac{e^{k(y_i+\eta_j)}}{K-k}\cos k(x_i+\xi_j)dk\}+$$

$$+\cos\alpha_j\{-\tan^{-1}(\frac{y_i+\eta_j}{x_i+\xi_j}) + \tan^{-1}(\frac{y_i+\eta_{j+1}}{x_i+\xi_{j+1}})+$$

$$+\,\mathrm{P.V.}\int_0^\infty \frac{e^{k(y_i+\eta_{j+1})}}{K-k}\,\mathrm{sen}\,k(x_i+\xi_{j+1})dk +$$

$$-\,\mathrm{P.V.}\int_0^\infty \frac{e^{k(y_i+\eta_j)}}{K-k}\,\mathrm{sen}\,k(x_i+\xi_j)dk\}.$$

(A.II.23)

O valor principal das últimas integrais são expressos em termos das funções de Euler "E_i":

$$P.V.\int_0^\infty \frac{e^{k(y+\eta)}}{K-k}\cos k\,(x-\xi)dk = e^{K(y+\eta)}\{C(r,\theta)\cos K(x-\xi) +$$

$$+ S(r,\theta)\operatorname{sen}K(x-\xi)\}\ , \qquad (A.II.24)$$

$$P.V.\int_0^\infty \frac{e^{k(y+\eta)}}{K-k}\operatorname{sen} k\,(x-\xi)dk = e^{K(y+\eta)}\ \{C(r,\theta)\operatorname{sen} K(x-\xi) +$$

$$-S(r,\theta)\cos K(x-\xi)\}\ , \qquad (A.II.25)$$

onde, $C = \gamma + \log Kr + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(Kr)^n \cos n\theta}{n!\ n}$,

$$S = \theta + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(kr)^n \operatorname{sen} n\theta}{n!\ n} \quad ,$$

$\gamma = 0{,}5772\ \ldots$ constante de Euler-Mascheroni,

$$Kr = K\sqrt{(x-\xi)^2 + (y+\eta)^2} \quad ,$$

$$\theta = \frac{\pi}{2} + \tan^{-1}\left(\frac{y+\eta}{x-\xi}\right) \quad , \qquad x-\xi > 0$$

$$y+\eta \leq 0 \ .$$

Para $x-\xi < 0$ acrescenta-se -2π ao valor de S.

No cálculo numérico dessas integrais atenção especial deve ser dada aos termos que envolvam a função $\tan^{-1}$. Tome-se por exemplo o segundo membro da equação (A.II.8):

$$\tan^{-1}\left(\frac{y_i-\eta_j}{x_i-\xi_j}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{y_i - \eta_{j+1}}{x_i - \xi_{j+1}}\right) =$$

$$=\{\arg\,(z_i-\zeta_j) - \arg\,(z_i - \zeta_{j+1})\}$$

De acordo com a definição |1| :

$$-\pi < \arg\,(z_i-\zeta_j) \leq \pi$$

e

$$-\pi < \arg\,(z_i-\zeta_{j+1}) \leq \pi$$

Além disso, a diferença entre os dois argumentos deve ser:

$$-\pi < \arg\,(z_i-\zeta_j) - \arg\,(z_i+\zeta_{j+1}) \leq \pi$$

Calculando-se separadamente os argumentos, entretanto, e depois subtraindo-se um do outro, o resultado pode ser maior que π ou menor que $-\pi$.

Para contornar-se o problema,foi desenvolvida a sub-rotina ANGVEC, que redefine os argumentos acima em função da situação considerada.

Podem acontecer um dos três casos:

Seja:

$$\theta_1 = \arg(z_i-\zeta_j) = \arg(z_1)$$

$$\theta_2 = \arg(z_i-\zeta_{j+1})=\arg(z_2)$$

$$\theta_3 = \arg\left(\frac{z_1}{z_2}\right)$$

(i) $\theta_1 - \theta_2 = -\pi \quad \rightarrow \quad \theta_1 = \theta_1 + \pi$

$\theta_2 = \theta_2 - \pi$

$$(ii) \quad \pi < \theta_1 - \theta_2 < 2\pi \quad \rightarrow \quad \begin{array}{l} \theta_1 = \theta_1 - \pi \\ \theta_2 = \theta_2 - \pi \end{array}$$

$$(iii) \quad -2\pi < \theta_1 - \theta_2 < -\pi \quad \rightarrow \quad \begin{array}{l} \theta_1 = \theta_1 + \pi \\ \theta_2 = \theta_2 - \pi \end{array}$$

Na equação (A.II.8) os casos (i) e (ii) ocorrem quando o contorno do cilindro é apenas convexo,e o caso (iii) quando o cilindro é côncavo. Na equação (A.II.10), o caso (i) somente ocorre quando a distância entre os cascos é zero, o que significa um único casco.

APÊNDICE A.III- LISTAGEM DO PROGRAMA NVPONT

B6700 F O R T R A N   C O M P I L A T I O N   M A R K   2.9.004 WFD

N V P O N T / N O V O / O B J
= = = = = = = = = = = = = = =

```
FILE  8 (KIND=DISK,TITLE="DATRAN8.",MAXRECSIZE=70,BLOCKSIZE=2100,
     *    AREASIZE=10)
FILE  12(KIND=DISK,TITLE="DATRAN12.",MAXRECSIZE=400,BLOCKSIZE=12000,
     *    AREASIZE=10)
C
C
C ***      **   **       **   *********      ********     ***       **  **********
C ****     **   **       **   **********    **********    ****      **  **********
C ** **    **    **     **    **       **   **       **   **  **    **       **
C **   **  **    **     **    **********    **       **   **   **   **       **
C **    ** **     **   **     *********     **       **   **    ** **       **
C **     ****     **   **     **            **       **   **     ****        **
C **      ***      ****       **            **********    **      ***        **
C **       **       **        **             ********     **        **       **
C
C
C      ****************************************************************
C      *                                                              *
C      *                                                              *
C      *   PROGRAMA PARA CALCULO DE COEFICIENTES DE MASSA ADICIONADA E *
C      *                                                              *
C      *   DE AMORTECIMENTO  E  FORCAS DE EXCITACAO  (FROUDE-KRILOFF + *
C      *                                                              *
C      *   + DIFRACAO)  PARA PONTOES CILINDRICOS TOTAL OU PARCIALMENTE *
C      *                                                              *
C      *   IMERSOS, SOB A ACAO DE ONDAS REGULARES SENOIDAIS.          *
C      *                                                              *
C      *                                                              *
C      *                  - RICARDO PEREIRA -                         *
C      *                                                              *
C      *                                                              *
C      *                            ABRIL 1982.                       *
C      *                                                              *
C      *                                                              *
C      ****************************************************************
C
C
C

      REAL LNBAM
C
      DIMENSION  OMEN(20) ,BAM(20),LNBAM(20),
     &HDG(5),HDR(5),SDG(5),CDG(5)
C
      COMMON/DMP/IDUMP
C
      COMMON/LOADSW/MLOAD
C
      COMMON/CONST/G,PI,TOPI,RHO,CL,TVOL
C
      COMMON/HULGEO/NHULL(20),ISYM(20),NP(20,2),YC(20,2),ZC(20,2)
     &  ,YP(20,2,20),ZP(20,2,20),AKSI(40),ETA(40),YI(40),ZI(40)
     &  ,DL(40),EN(6,40),T(20,2)
C
C     NHULL(K) = NO DE CASCOS NO STRIP K (USUALMENTE=2)
```

```
C       ISYM(K)  = PARAMETRO DE SIMETRIA PARA O STRIP K
C       NP(K,J)  = NO DE PONTOS NO STRIP NO K, LADO   J
C                  J = 1 : BOMBORDO
C                  J = 2 : BORESTE
C       YC(K,J)  = POSICAO-Y DA ORIGEM LOCAL (STRIP K, LADO J)
C       ZC(K,J)  = POSICAO-Z DA ORIGEM LOCAL (STRIP K, LADO J)
C       YP(K,J,M)= COORDENADAS Y DOS PONTOS M DO  STRIP NO K,
C                  LADO J.
C       ZP(K,J,M)= COORDENADAS Z DOS PONTOS M DO STRIP NO K,
C                  LADO J.
C
        COMMON/XHULL/ST(20),DS(20),NOSTR,NOSS,ISTREF(20),XCB
C
C       ST(K) = POSICAO DO STRIP REL. AO C.G.
C       DS(K) = COMPRIMENTO DO STRIP
C       NOSTR = NO DO STRIP SENDO PROCESSADO.
C       NOSS = NO TOTAL DE STRIPS.
C       ISTREF(K)= K : STRIP NO K E UNICO
C       ISTREF(K)=J: STRIP NO K E IGUAL AO STRIP NO J.
C       XCB = POSICAO DO CENTRO DE FLUTUACAO NO SISTEMA GLOBAL
C
        COMMON/EXFCOF/FFKRE(2,6),FFKIE(2,6),FFKRO(2,6),FFKIO(2,6)
     &  ,FDRE(2,6),FDIE(2,6),FDRO(2,6),FDIO(2,6)
C
        COMMON/DYNPRE/PDR(6,40),PDI(6,40),PDRH(6,40),PDIH(6,40)
C
        COMMON/CYLMOV/CYLCOD(2),ISUBM,METH
C
        COMMON/FREQIN/BLOG(72,72),YLOG(72,72),CSE(40),SNE(40)
C
        COMMON/HYDCOF/A11(6,6),A12(6,6),A21(6,6),A22(6,6)
     &               ,B11(6,6),B12(6,6),B21(6,6),B22(6,6)
C
C
C
C       LEITURA DOS CARTOES DE ENTRADA
C
C       CARTAO A
C
        READ(5,100) NOSS,CL,XCB,TVOL

100     FORMAT(I2,3X,3F10.0)
C
C       CARTAO B
C
        READ(5,200) LUCK,MLOAD,IDUMP,ISUBM,IDEPTH,H
200     FORMAT(5(I2,3X),F10.0)
C
C       CARTAO C
C
        READ(5,300) NLAM,NBETA,(HDG(I),I=1,NBETA)
 300    FORMAT(3X,I2,3X,I2,5(F10.0))
C
C       CARTAO D
C
        READ(5,400) OMIN,OMAX,NFR
400     FORMAT(2F10.0,3X,I2)
C
C
C       CARTAO TIPO E
```

```
C
      READ(5,500) (BAM(M),M=1,NLAM)
500   FORMAT(8F10.0)
C
C     CARTAO TIPO F
C
      READ(5,600) ((ISTREF(K),DS(K),ST(K)),K=1,NOSS)
600   FORMAT(3X,I2,2F10.0)
C     CARTAO TIPO G
C
      READ(5,700) (NHULL(K),         NP(K,1),NP(K,2),K=1,NOSS)
 700  FORMAT(3(3X,I2))
C
C     CARTAO TIPO H
C
      READ(5,800) (YC(K,1),YC(K,2),ZC(K,1),ZC(K,2),T(K,1),T(K,2),
     &K=1,NOSS)
 800  FORMAT(6F10.0)
C
      DO 900 K=1,NOSS
C
      NP1=NP(K,1)
      NP2=NP(K,2)
C
C     CARTAO TIPO Y
C
      READ(5,500) (YP(K,1,N),N=1,NP1)
C
C     CARTAO TIPO Z
C
      READ(5,500) (ZP(K,1,N),N=1,NP1)
C
C     OS CARTOES Y E Z DEVEM SER REPETIDOS QUANDO NHULL(K)=2
C
      IF(NHULL(K)-2)900,1000,900
C
1000  READ(5,500) (YP(K,2,N),N=1,NP2)
      READ(5,500) (ZP(K,2,N),N=1,NP2)
C
900   CONTINUE
C
C
C
C     DEFINE CONSTANTES DOS BLOCOS COMMON
C
      G=9.8062
      PI=ARCOS(-1.)
      TOPI = 2.*PI
      RHO = 104.61
C
C     ADIMENSIONALIZACAO
C
      EL=CL/2.
      XCB=XCB/EL
      TVOL=TVOL/(EL**3)
      OMAX=OMAX*SQRT(0.5)
      OMIN=OMIN*SQRT(0.5)
C
      DO 1100 K=1,NOSS
C
```

```
      DS(K)=DS(K)/EL
 1100 ST(K)=ST(K)/EL
C
C     SENOS E COSENOS DOS ANGULOS DE INCIDENCIA
C
      NOH=NBETA
C
      DO 1200 JJ=1,NOH
      HDR(JJ)=0.017453293*HDG(JJ)
      SDG(JJ)=SIN(HDR(JJ))
 1200 CDG(JJ)=COS(HDR(JJ))
C
C     CALCULO DAS FREQUENCIAS
C
      DOME=(OMAX-OMIN)/(NFR-1)
      OMEN(1)=OMIN
C
      DO 1300 N=2,NFR
      OMEN(N)=OMEN(N-1)+DOME
 1300 CONTINUE
C
      IF(LUCK)1500,140,1500
C
 1500 NOK=NLAM
      BAMI=BAM(1)
      BAMA=BAM(2)
C
      LNBAM(1)=ALOG(BAM(1))
      IF(NOK-1)151,151,137
 137  DELTA=ALOG(BAMA/BAMI)/(NOK-1)
      DO 139 I=2,NOK
      LNBAM(I)=LNBAM(I-1)+DELTA
 139  BAM(I)=EXP(LNBAM(I))
      GO TO 151
C
 140  NLAM=NFR
      NOK=NLAM
      DO 151 I=1,NOK
      BAM(I)=(PI/(OMEN(I)**2))
 151  CONTINUE
C
      IF(IDUMP .EQ. 0) GO TO 9600
C
      WRITE(6,9902) (ST(K),K=1,NOSS)

      WRITE(6,9903) (DS(K),K=1,NOSS)
      WRITE(6,9904) (ISTREF(K),K=1,NOSS)
      WRITE(6,9905) (NHULL(K),K=1,NOSS)
      WRITE(6,9906) (ISYM(K),K=1,NOSS)
      WRITE(6,9907) ((NP(K,1),NP(K,2)),K=1,NOSS)
      WRITE(6,9908) ((YC(K,1),YC(K,2)),K=1,NOSS)
      WRITE(6,9909) ((ZC(K,1),ZC(K,2)),K=1,NOSS)
C
      DO 9550 K=1,NOSS
      WRITE(6,9911) K
      NP1=NP(K,1)
      NP2=NP(K,2)
C
      WRITE(6,9912) (YP(K,1,J),J=1,NP1)
      WRITE(6,9913) (ZP(K,1,J),J=1,NP1)
```

```
C
C
      WRITE(6,9914) (YP(K,2,J),J=1,NP2)
      WRITE(6,9915) (ZP(K,2,J),J=1,NP2)
C
 9550 CONTINUE
 9600 CONTINUE
C
C     CALCULA  MASSA  ADICIONADA  E  AMORTECIMENTO
C
      CALL SPT407 (NFR,OMIN,OMAX)
C
C     LOOPS PRINCIPAIS:
C
C     ANGULOS DE INCIDENCIA        CONTADOR : MM
C     COMPRIMENTOS DE ONDA         CONTADOR : LL
C
      DO 4000 MM=1,NOH
      DO 4000 LL=1,NOK
C
C
      HDIG=HDR(MM)
      HDGD=HDG(MM)
      GXI=SQRT(TOPI/BAM(LL))
C
C     FREQUENCIAS PROXIMAS DE ZERO E NEGATIVAS SAO EVITADAS
C
      IF(GXI.GT.0.05) GO TO 3000
      GXI = 0.05
3000  CONTINUE
C
C     DEFINE A FREQUENCIA MAIS PROXIMA PARA A QUAL OS VALORES DE MASSA
C     ADICIONADA E DE AMORTECIMENTO SAO DISPONIVEIS
C
      DO 3300 NG=2,NFR
      DIFF = OMEN(NG)-GXI*SQRT(0.5)
      IF(DIFF.GE.0.) GO TO 3400
3300  CONTINUE
3400  CONTINUE
C
C     KAT407 FORNECE AS FORCAS DE EXCITACAO
C
      CALL KAT407(NG,GXI,OMEN,NFR,NOK,HDR(MM),BAM(LL),MM,LL)
C
4000  CONTINUE
C
C     FORMATS:
C
 9902 FORMAT(1X,'ST = ',10F10.4)
 9903 FORMAT(1X,'DS = ',10E10.4)
 9904 FORMAT(1X,'ISTREF = ',10I2)
 9905 FORMAT(1X,'NHULL  = ',10I2)
 9906 FORMAT(1X,'ISYM   = ',10I2)
 9907 FORMAT(1X,'NP     = ',10I4)
 9908 FORMAT(1X,'YC     = ',10E10.4)
 9909 FORMAT(1X,'ZC     = ',10E10.4)
 9911 FORMAT(1X,'NO STRIP = ',I2)
 9912 FORMAT(1X,'YP(1)     = ',10E10.4)
 9913 FORMAT(1X,'ZP(1)     = ',10E10.4)
 9914 FORMAT(1X,'YP(2)     = ',10E10.4)
```

```
 9915 FORMAT(1X,'ZP(2)     = ',10E10.4)
      RETURN
      END
                                                                   SE
================================================================================

      SUBROUTINE ANGVEC (X2,Y2,X1,Y1,AR2,AR1,ARG2,ARG1,DNR)
C
C
      PI = ARCOS(-1.)
      TOPI = 2.*PI
C
      IF(X2)3,1,2
    1 IF(Y2.GT.0.)AR2= 0.5*PI
      IF(Y2.LT.0.)AR2=-0.5*PI
      GO TO 4
C
    2 AR2=ATAN2(Y2,X2)
      GO TO 4
C
    3 AR2=ATAN2(Y2,X2)
      IF(Y2.GE.0.)AR2=AR2+PI
      IF(Y2.LT.0.)AR2=AR2-PI
C
    4 IF(X1)7,5,6
    5 IF(Y1.GT.0.)AR1= 0.5*PI
      IF(Y1.LT.0.)AR1=-0.5*PI
      GO TO 8
C
    6 AR1=ATAN2(Y1,X1)
      GO TO 8
C
    7 AR1=ATAN2(Y1,X1)
      IF(Y1.GE.0.)AR1=AR1+PI
      IF(Y1.LT.0.)AR1=AR1-PI
    8 DNR = AR2-AR1
      IF(DNR .GT. PI .AND. DNR .LE. TOPI)GO TO 10
      IF(DNR .GE. -TOPI .AND. DNR .LE. -PI) GO TO 9
      ARG2=AR2
      ARG1=AR1
      GO TO 11
C
    9 ARG2=AR2+PI
      ARG1=AR1-PI
      GO TO 11
   10 ARG2=AR2-PI
      ARG1=AR1+PI
C
   11 DNR=ARG2-ARG1
C
      RETURN
      END
                                                                   SE
================================================================================

      SUBROUTINE CHARPN(A,B,N,M,KS)
```

```
      DIMENSION A(72,72),B(1),X(72,72)
      TOL=1.E-11
      IF(M.EQ.0) GO TO 2
      DO 1 I=1,N
      DO 1 J=1,N
    1 X(I,J)=A(I,J)
    2 KS=0
      DO 10 J=1,N
      BIGA=0.
C        MAXIMO DE UMA COLUNA
      DO 11 I=J,N
      IF(ABS(BIGA)-ABS(A(I,J)))12,11,11
   12 BIGA=A(I,J)
      IMAX=I
   11 CONTINUE
      IF(ABS(BIGA)-TOL)13,13,14
   13 KS=1
      RETURN
   14 CONTINUE
      DO 15 KK=J,N
      SAVE=A(J,KK)
      A(J,KK)=A(IMAX,KK)
      A(IMAX,KK)=SAVE
   15 A(J,KK)=A(J,KK)/BIGA
      SAVE=B(IMAX)
      B(IMAX)=B(J)
      B(J)=SAVE/BIGA
      IF(J-N)16,17,16
   16 J1=J+1
      DO 27 I=J1,N
      DO 18 KP=J1,N
   18 A(I,KP)=A(I,KP)-A(I,J)*A(J,KP)
   27 B(I)=B(I)-B(J)*A(I,J)
   10 CONTINUE
C     SOLUCAO PRECEDENTE
   17 N1=N-1
      DO 28 J=1,N1
      JN=N-J
      DO 29 KT=1,J
      KN=N-KT+1
   29 B(JN)=B(JN)-B(KN)*A(JN,KN)
   28 CONTINUE
      IF(M.EQ.0) GO TO 4
      DO 3 I=1,N
      DO 3 J=1,N
    3 A(I,J)=X(I,J)
    4  RETURN
      END
```

SE

==

```
      SUBROUTINE DAVID(X,Y,E,C,S,RA,RB,CIN,SON)
C
C
C
C     DAVID - CALCULO DA PARTE DEPENDENTE DA FREQUENCIA
C     DOS POTENCIAIS BIDIMENSIONAIS
C
```

```
C
C
      AT=ATAN2(X,Y)
      IF(X.LT.0) GO TO 2
      ARG=AT-1.5707963
    2 E=EXP(-Y)
      C=COS(X)
      S=SIN(X)
      R=X**2+Y**2
      TEST=0.00001
      IF(R-1.0)5,10,10
   10 TEST=0.1*TEST
      IF(R-2.0) 5,20,20
   20 TEST=0.1*TEST
      IF(R-4.0) 5,30,30
   30 TEST=0.1*TEST
C
C     METODO DAS QUADRATURAS DE LAGUERRE. NAO SERA UTILIZADO
C     NESTA VERSAO. SERA NECESSARIO POSTERIORMENTE COMPATI -
C     BILIZA-LO COM AS EXPRESSOES DESENVOLVIDAS POR PAULLING.
C
C     IF(R-200.0) 5,31,31
C  31 TEST=0.0001
C     AL=0.5*ALOG(R)
C     Y=-Y
C     SUMC=Y/SQRT(R)
C     SUMS=X/SQRT(R)
C     TC=SUMC
C     TS=SUMS
C     DO 33 K=1,15
C     TO=TC
C     TC=-(TC*Y-X*TS)*K/R
C     TS=-(TS*Y+X*TO)*K/R
C     SUMC=SUMC+TC
C     SUMS=SUMS+TS
C     IF(K-15) 34,35,35
C  34 IF((ABS(TC)+ABS(TS))-TEST) 35,35,33
C  35 SUMC=SUMC/SQRT(R)*(-1.)
C     SUMS=SUMS/SQRT(R)*(-1.)
C     SON=SUMS+3.141593*E*C
C     SON=-SON
C     CIN=SUMC+3.141593*E*S
C     RA=AL-CIN
C     RB=ARG+SON
C     GO TO 4
C  33 CONTINUE
    5 AL=0.5*ALOG(R)
      SUMC=0.57721566+AL+Y
      SUMS=AT+X
      TC=Y
      TS=X
      DO 1 K=1,500
      TO=TC
      COX=K
      CAY=K+1
      FACT=COX/CAY**2
      TC=FACT*(Y*TC-X*TS)
      TS=FACT*(Y*TS+X*TO)
      SUMC=SUMC+TC
      SUMS=SUMS+TS
```

```
      IF(K-500) 40,3,3
   40 IF((ABS(TC)+ABS(TS))-TEST) 3,3,1
    3 CIN=E*(C*SUMC+S*SUMS)
      SON=E*(S*SUMC-C*SUMS)
      RA=AL-CIN
      RB=ARG+SON
      GO TO 4
    1 CONTINUE
    4 RETURN
      END
                                                                        SE
==============================================================================

      SUBROUTINE DIFFRA (DIP,I,WNM,OM,IDEPTH,H,BETA,FN)
C
C     DIFFRA CALCULA AS COMPONENTES EMPARELHADAS E DE SENTIDOS
C     OPOSTOS DAS FORCAS DE DIFRACAO NA DIRECAO I BASEADAS NA
C     RELACAO DE HASKIND-NEWMAN.
C
      DIMENSION NS(2)
C
      COMMON/DMP/IDUMP
C
      COMMON/CONST/G,PI,TOPI,RHO,CL,TVOL
C
      COMMON/HULGEO/NHULL(20),ISYM(20),NP(20,2),YC(20,2),ZC(20,2)
     & ,YP(20,2,20),ZP(20,2,20),AKSI(40),ETA(40),YI(40),ZI(40)
     & ,DS(40),FN(6,40),T(20,2)
C
      COMMON/EXFCOF/FFKRE(2,6),FFKIE(2,6),FFKRO(2,6),FFKIO(2,6)
     &   ,FDRE(2,6),FDIE(2,6),FDRO(2,6),FDIO(2,6)
C
      COMMON/XHULL/XS(20),DX(20),NOSTR,NOSS,ISTREF(20),XCB
C
      COMMON/DYNPRE/PDR(6,40),PDI(6,40),PDRH(6,40),PDIH(6,40)
C
      COMMON/CYLMOV/CYLCOD(2),ISUBM,METH
C
      NS(1)=NP(NOSTR,1)-1
      NS(2)=NP(NOSTR,2)-1
C
C     A RELACAO DE HASKIND-NEWMAN APLICADA AOS POTENCIAIS DO   MO
C     VIMENTO FORCADO DE UM CORPO RIGIDO FORNECE APENAS AS FORCAS
C     EMPARELHADAS NA ESTRUTURA COMO UM TODO. AS FORCAS EMPARELHA
C     DAS EM CADA CASCO SAO IGUAIS POR DEFINICAO. AS FORCAS    DE
C     SENTIDOS OPOSTOS SAO IGUAIS EM MAGNITUDE,MAS ATUAM EM SENTI
C     DOS OPOSTOS.
C     DEFINE-SE O FATOR "FACR" PARA A DISTRIBUICAO DAS FORCAS  EM
C     EMPARELHADAS E "FACH" PARA AS FORCAS DE SENTIDOS OPOSTOS EM
C     CADA CASCO.
C     NO METODO DE OGILVIE DEFINE-SE UM FATOR APROPRIADO FAC=-0.5
C     DEVIDO  A DEFINICAO DO VALOR MEDIO SOBRE AMBOS OS CASCOS.
C
      FACR=0.5
      FACH=-0.5
      IF(NHULL(NOSTR) .EQ. 1) FACR=1.
C
C
```

```
C     A RELACAO DE HASKIND E BASEADA NA INTEGRACAO SOBRE AMBOS
C     OS CASCOS:
C
      NHL=NHULL(NOSTR)
C
      DO 110 K=1,NHL
      FDRE(K,I)=0.
      FDIE(K,I)=0.
      FDRO(K,I)=0.
      FDIO(K,I)=0.
  110 CONTINUE
C
C
C     LOOP SOBRE OS CASCOS
C
      DO 600 K=1,NHL
C
      NSK = NS(K)
C
C     LOOP SOBRE OS SEGMENTOS
C
      DO 500 N=1,NSK
C
      M=N
      IF(K .EQ. 2) M=NS(K-1)+N
C
      YM=YI(M)
      ZM=ZI(M)
C
C     CALCULA  AS COMPONENTES DA DERIVADA NORMAL DO POTENCIAL
C     DE ONDA INCIDENTE
C
      CALL NDWAVE (DIP,WNM,OM,IDEPTH,H,BETA,M,YM,ZM,SGDIR,SGDII,SHDIR
     &    ,SHDII)
C
C     POTENCIAIS DE RADIACAO
C
      FHIR= PDI(I,M)/OM
      FHII=-PDR(I,M)/OM
C
      FHIRH= PDIH(I,M)/OM
      FHIIH=-PDRH(I,M)/OM
C
      IF(IDUMP .LT. 1) GO TO 165
      WRITE(6,160) K,I,M,BETA,SGDIR,SGDII,SHDIR,SHDII,FHIR,FHII
  160 FORMAT(1X,'DIFFRA : ',3I3,7E10.4)
  165 CONTINUE
C
C
      GDIR=RHO*(FHIR*SGDIR-FHII*SGDII)/(RHO*G)
      GDII=RHO*(FHIR*SGDII+FHII*SGDIR)/(RHO*G)
      HDIR=RHO*(FHIR*SHDIR-FHII*SHDII)/(RHO*G)
      HDII=RHO*(FHIR*SHDII+FHII*SHDIR)/(RHO*G)
C
      GDIRH=RHO*(FHIRH*SGDIR-FHIIH*SGDII)/(RHO*G)
      GDIIH=RHO*(FHIRH*SGDII+FHIIH*SGDIR)/(RHO*G)
      HDIRH=RHO*(FHIRH*SHDIR-FHIIH*SHDII)/(RHO*G)
      HDIIH=RHO*(FHIRH*SHDII+FHIIH*SHDIR)/(RHO*G)
C
      IF(IDUMP .LT. 1) GO TO 180
```

```
      WRITE(6,170) GDIR,GDII,HDIR,HDII,DS(M)
  170 FORMAT(19X,5E10.4)
  180 CONTINUE
C
C     GDI = (GDIR,GDII) E EMPARELHADA PARA I=3,5 E DE SENTIDOS OPOSTOS
C                       PARA I=2,4,6.
C     HDI = (HDIR,HDII) E EMPARELHADA PARA I=2,4,6 E DE SENTIDOS OPOSTOS
C                       PARA I=3,5.
C
C     DEFINE AS COMPONENTES EMPARELHADAS E DE SENTIDOS   OPOSTOS
C     DAS FORCAS REAIS E IMAGINARIAS:
C
      GO TO (200,300,200,300,200,300),I
C
C     I=1,3,5:
C
200   FDRE(1,I)=FDRE(1,I)+GDIR*DS(M)*FACR
      FDRO(1,I)=FDRO(1,I)+HDIRH*DS(M)*FACH
      FDIE(1,I)=FDIE(1,I)+GDII*DS(M)*FACR
      FDIO(1,I)=FDIO(1,I)+HDIIH*DS(M)*FACH
      GO TO 500
C
C     I=2,4,6:
C
300   FDRE(1,I)=FDRE(1,I)+HDIR*DS(M)*FACR
      FDRO(1,I)=FDRO(1,I)+GDIRH*DS(M)*FACH
      FDIE(1,I)=FDIE(1,I)+HDII*DS(M)*FACR
      FDIO(1,I)=FDIO(1,I)+GDIIH*DS(M)*FACH
C
  500 CONTINUE
C
600   CONTINUE
C
C
C     SEGUNDO CASCO:
C
      IF(NHL .EQ. 1) GO TO 900
      DO 700 I=1,6
      FDRE(2,I)=FDRE(1,I)
      FDIE(2,I)=FDIE(1,I)
      FDRO(2,I)=-FDRO(1,I)
      FDIO(2,I)=-FDIO(1,I)
700   CONTINUE
C
900   CONTINUE
      RETURN
      END
                                                                        SE
```

===

```
      SUBROUTINE DISPRE (ICODE,IDEPTH,H,OM,WN)
C
C     ICODE = 1: DISPRE CALCULA O NUMERO DE ONDA(WN) QUANDO A
C                FREQUENCIA(OM) E DADA.
C     ICODE = 2: DISPRE CALCULA A FREQUENCIA  (WN) QUANDO OM E
C     DADO.
C     AS QUANTIDADES SAO ADIMENSIONALISADAS COM O COMPRIMENTO  CL:
C     NUMERO DE ONDA   : WN=K*CL
```

```
C       FREQUENCIA: OM = OMEGA*SQRT(CL/G)
C
C       IDEPTH = 0: PROFUNDIDADE INFINITA.
C       IDEPTH = 1: PROFUNDIDADE FINITA(NAO UTILIZADA)
C       H         : ALTURA DA COLUNA D'AGUA(NAO UTILIZADA)
C
        IF(ICODE .EQ. 2) GO TO 200
C
        WN = OM**2
        GO TO 900
C
200     OM = SQRT(WN)
C
900     CONTINUE
        RETURN
        END
                                                                                SE
```

```
================================================================================

        SUBROUTINE EXCFOR(WNML,OME,DIP)
C
C       SUBROTINA PRINCIPAL PARA O CALCULO DAS FORCAS DE EXCITACAO
C
        COMMON/CONST/G,PI,TOPI,RHO,CL,TVOL
C
        COMMON/HULGEO/NHULL(20),ISYM(20),NP(20,2),YC(20,2),ZC(20,2)
      & ,YP(20,2,20),ZP(20,2,20),AKSI(40),ETA(40),YI(40),ZI(40)
      & ,DL(40),EN(6,40),T(20,2)
C
        COMMON/XHULL/ST(20),DS(20),NOSTR,NOSS,ISTREF(20),XCB
C
        COMMON/EXFCOF/FFKRE(2,6),FFKIE(2,6),FFKRO(2,6),FFKIO(2,6)
      &    ,FDRE(2,6),FDIE(2,6),FDRO(2,6),FDIO(2,6)
C
        COMMON/CYLMOV/CYLCOD(2),ISUBM,METH
C
        COMMON/WAVDAT/NWN,WN,IDEPTH,H,BETA,FN
C
C
        WNM=WNML*0.5
        OM=OME/SQRT(2.)
        NHL=NHULL(NOSTR)
C
C       DEFINE FATORES PARA FORCAS E MOMENTOS
C
        EL=CL*0.5
        TVOLD=TVOL*(EL**3.)
        FACF=EL**3./TVOLD
        FACF=FACF*2.
        FACM=FACF/2.
C
C       LOOP SOBRE OS CASCOS:
C
        DO 100 K=1,NHL
C
C       LOOP SOBRE OS MODOS DE MOVIMENTO:
C
        DO 100 I=1,6
```

```
C
C     CALCULA AS FORCAS DE FROUDE-KRILOFF
C
      CALL FRUKRI (K,DIP,I,WNM,OM,IDEPTH,H,BETA,FN)
C
100   CONTINUE
C
C     CALCULA AS FORCAS DE DIFRACAO:
C
      DO 120 I=1,6
C
      CALL DIFFRA (DIP,I,WNM,OM,IDEPTH,H,BETA,FN)
C
120   CONTINUE
C
C
      FACF=FACF*DS(NOSTR)
      FACM=FACM*DS(NOSTR)
C
      DO 200 K=1,NHL
C
      DO 200 I=1,6
C
C     DEFINE FORCAS ADIMENSIONAIS:
C     COEFICIENTE PARA FORCA = FORCA/(MASSA*G*A/L)
C     COEFICIENTE PARA MOMENTO = MOMENTO/(MASSA*G*A)
C
      IF(I .GT. 3) GO TO 50
C
      FFKRE(K,I)=FFKRE(K,I)*FACF
      FFKRO(K,I)=FFKRO(K,I)*FACF
      FFKIE(K,I)=FFKIE(K,I)*FACF
      FFKIO(K,I)=FFKIO(K,I)*FACF
      FDRE(K,I)=FDRE(K,I)*FACF
      FDRO(K,I)=FDRO(K,I)*FACF
      FDIE(K,I)=FDIE(K,I)*FACF
      FDIO(K,I)=FDIO(K,I)*FACF
      GO TO 200
C
   50 FFKRE(K,I)=FFKRE(K,I)*FACM
      FFKRO(K,I)=FFKRO(K,I)*FACM
      FFKIE(K,I)=FFKIE(K,I)*FACM
      FFKIO(K,I)=FFKIO(K,I)*FACM
      FDRE(K,I)=FDRE(K,I)*FACM
      FDRO(K,I)=FDRO(K,I)*FACM
      FDIE(K,I)=FDIE(K,I)*FACM
      FDIO(K,I)=FDIO(K,I)*FACM
C
C     FIM DO LOOP SOBRE OS CASCOS E GRAUS DE LIBERDADE
C
  200 CONTINUE
C
      RETURN
      END
```

SE

==

```
      SUBROUTINE FINV4
```

```
C
      DIMENSION NS(2)
C
      COMMON/DMP/IDUMP
C
      COMMON/CONST/G,PI,TOPI,RHO,CL,TVOL
C
      COMMON/HULGEO/NHULL(20),ISYM(20),NP(20,2),YC(20,2),ZC(20,2)
     & ,YP(20,2,20),ZP(20,2,20),X(40),Y(40),XX(40),YY(40),DS(40)
     &  ,EN(6,40),T(20,2)
C
      COMMON/XHULL/ST(20),DX(20),NOSTR,NOSS,ISTFEF(20),XCB
C
      COMMON/FREQIN/BLOG(72,72),YLOG(72,72),CSE(40),SNE(40)
C
C     CALCULA AS PARTES INDEPENDENTES DA FREQUENCIA DOS POTENCIAIS
C     PELO METODO DE POTASH
C
      NS(1)=NP(NOSTR,1)-1
      NS(2)=NP(NOSTR,2)-1
      N1=NS(1)
      N2=NS(2)
      NON=N1+N2
      PI2=TOPI
C
      DPNL=0.
      DCNL=0.
      PPL=0.
      PCL=0.
C
C     LOOP SOBRE OS SEGMENTOS
C
      DO 10 I=1,NON
C
      XM2=XX(I)-X(1)
      YM2= YY(I)-Y(1)
      YP2=YY(I)+Y(1)
      FPR2=0.5*ALOG(XM2*XM2+YM2*YM2)
      FCR2=0.5*ALOG(XM2*XM2+YP2*YP2)
C
C     LOOP SOBRE OS SEGMENTOS:
C
      DO 10 J=1,NON
C
      IF(J .GT. N1) GO TO 100
C
C     J .LE. N1 :
C
      NN=1
      GO TO 200
C
C     J .GT. N1 :
C
  100 NN=2
      NJ1=N1+1
      IF(J .NE. NJ1) GO TO 200
C
C     J = N1+1 : SALTO NOS INDICES(PASSANDO DO CASCO 1 PARA O 2)
C
      XM2=XX(I)-X(J+1)
```

```
      YM2=YY(I)-Y(J+1)
      YP2=YY(I)+Y(J+1)
      FPR2=0.5*ALOG(XM2*XM2+YM2*YM2)
      FCR2=0.5*ALOG(XM2*XM2+YP2*YP2)
C
  200 CONTINUE
C
      XM1=XX(I)-X(J+NN)
      YM1=YY(I)-Y(J+NN)
      YP1=YY(I)+Y(J+NN)
C
      IF(IDUMP .LT. 3) GO TO 220
      WRITE(6,211) I,J,NJ1,NN,XX(I),YY(I),XM2,YM2,XM1,YM1,YP2,YP1
  211 FORMAT(1X,'FINV4: ',4I3,2X,8E10.4)
  220 CONTINUE
C
      FPR1=0.5*ALOG(XM1*XM1+YM1*YM1)
      FCR1=0.5*ALOG(XM1*XM1+YP1*YP1)
C
C     CALCULO DO ANGULO ENTRE OS VETORES DAS EXTREMIDADES DO
C     SEGMENTO NO J AO PONTO MEDIO DO SEGMENTO NO I:
C
C
      CALL ANGVEC (XM2,YM2,XM1,YM1,APR2,APR1,ARGM2,ARGM1,DPNR)
C
C     SE I = J DEFINE CONTRIBUICAO SINGULAR IGUAL A PI
C
      IF(I .EQ. J) DPNR=PI
C
      CALL ANGVEC (XM1,YP1,XM2,YP2,ACR1,ACR2,ARGP1,ARGP2,DCNR)
C
C
C     I = J : TERMO DIAGONAL E AVALIADO ANALITICAMENTE
C
      IF(I .NE.J) GO TO 230
C
      PPR=-CSE(J)*(-XM1+XM2+XM1*FPR1-XM2*FPR2-YM1*APR1+YM2*APR2)
     1    -SNE(J)*(-YM1+YM2+XM1*APR1-XM2*APR2+YM1*FPR1-YM2*FPR2)
C
C
      PCR=-CSE(J)*(-XM1+XM2+XM1*FCR1-XM2*FCR2-YP1*ACR1+YP2*ACR2)
     1    -SNE(J)*( YP1-YP2-XM1*ACR1+XM2*ACR2-YP1*FCR1+YP2*FCR2)
C
      GO TO 250
  230 CONTINUE
C
C     INTEGRACAO NUMERICA DE TERMOS LOGARITMICOS   :
C     (REGRA TRAPEZOIDAL UTILIZADA NOS EXTREMOS E
C     NO PONTO MEDIO DO SEGMENTO).
C
      HJX=DS(J)*CSE(J)*0.5
      HJX=ABS(HJX)
C
      XM3=XX(I)-XX(J)
      YM3=YY(I)-YY(J)
      YP3=YY(I)+YY(J)
C
C     TESTE NO ANGULO DE INCLINACAO
C
      IF(CSE(J) .LT. 0.01) GO TO 240
```

```
C
C
      FPRX3=0.5*ALOG(XM3*XM3+YM3*YM3)
      FPRX1=FPR1
      FPRX2=FPR2
C
      TGA=SNE(J)/CSE(J)
      FAC=SQRT(1.+TGA**2)
C
      PPR = FAC*0.5*HJX*(FPRX2 + 2.*FPRX3 + FPRX1)
C
C
      FCRX3=0.5*ALOG(XM3*XM3+YP3*YP3)
      FCRX1=FCR1
      FCRX2=FCR2
C
C
      PCR = FAC*0.5*HJX*(FCRX2 + 2.*FCRX3 + FCRX1)
C
      GO TO 250
C
C     SEGMENTO VERTICAL:
C
  240 HJY=DS(J)*0.5
      FPRY2=FPR2
      FPRY3=0.5*ALOG(XM3*XM3+YM3*YM3)
      FPRY1=FPR1
C
      PPR = 0.5*HJY*(FPRY2 + 2.*FPRY3 + FPRY1)
C
      FCRY2=FCR2
      FCRY3=0.5*ALOG(XM3*XM3+YP3*YP3)
      FCRY1=FCR1
C
      PCR = 0.5*HJY*(FCRY2 + 2.*FCRY3 + FCRY1)
C
  250 CONTINUE
C
C     ARMAZENA TERMOS INDEPENDENTES DA FREQUENCIA:
C
      BLOG(I,J)=DPNR-DCNR
C
      YLOG(I,J)=PPR-PCR
C
C     PARAMETROS PARA TESTE (SE ESPECIFICADO):
C
      IF(IDUMP .LT. 3) GO TO 470
      WRITE(6,211) I,J,NJ1,NN,CSE(J),SNE(J),XM3,YM3,YP3,HJX,HJY
      WRITE(6,471) FPR2,FPR1,FCR2,FCR1,FPRX3,FPRX1,FPRY3,FPRY1
     &,PPR,PCR
  471 FORMAT(1X,10E10.4)
  470 CONTINUE
C
      IF(J-NON)475,10,10
  475 XM2=XM1
      YM2=YM1
      YP2=YP1
      FPR2=FPR1
      FCR2=FCR1
      ACR2=ACR1
```

```
      APR2=APR1
   10 CONTINUE
      IF(IDUMP .LT. 2) GO TO 999
      DO 990 I=1,NON
      WRITE(6,891) I
  891 FORMAT(1X,'FINV4: I=',I3)
      WRITE(6,991) (BLOG(I,J),J=1,NON)
  991 FORMAT(1X,'FINV4: BLOG(I,J)= ',10E10.4)
  990 CONTINUE
      WRITE(6,996)
  996 FORMAT(/)
      DO 995 I=1,NON
      WRITE(6,891) I
      WRITE(6,992) (YLOG(I,J),J=1,NON)
  992 FORMAT(1X,'FINV4: YLOG(I,J)= ',10E10.4)
  995 CONTINUE
C
  999 CONTINUE
C
      RETURN
      END
                                                                        SE
==========================================================================

      SUBROUTINE FRUKRI (K,DIP,I,WNM,OM,IDEPTH,H,BETA,FN)
C
C     FRUKRI CALCULA A FORCA DE FROUDE-KRILOFF NO CASCO K,
C     NA DIRECAO I.
C
C     PARAMETROS DE ENTRADA: DIP    = DISTANCIA DO PONTO MEDIO DA FAIXA
C                                     AO L.C.B.
C                            WNM    = NUMERO DE ONDA (FATOR DE ADIMENSIO-
C                                     NALIZACAO-CL)
C                            OM     = FREQUENCIA DA ONDA(FATOR DE ADIMEN-
C                                     SIONALIZACAO-SQRT(CL/G)
C                            IDEPTH=0 : AGUAS PROFUNDAS
C                                  =1 : AGUAS RASAS
C                            H      = PROFUNDIDADE DA AGUA
C                            BETA   = ANGULO DE INCIDENCIA
C                            FN     = NUMERO DE FROUDE
C
C     PARAMETROS DE SAIDA :FFKRKI= PARTE REAL DA FORCA DE FROUDE-KRILOFF
C                          FFKIKI= PARTE IMAG DA FORCA DE FROUDE-KRILOFF
C
      COMMON/DMP/IDUMP
C
      COMMON/HULGEO/NHULL(20),ISYM(20),NP(20,2),YC(20,2),ZC(20,2)
     & ,YP(20,2,20),ZP(20,2,20),AKSI(40),ETA(40),YI(40),ZI(40)
     & ,DS(40),EN(6,40),T(20,2)
C
      COMMON/XHULL/XS(20),DX(20),NOSTR,NOSS,ISTRFF(20),XCB
C
      COMMON/EXFCOF/FFKRE(2,6),FFKIE(2,6),FFKRO(2,6),FFKIO(2,6)
     &     ,FDRE(2,6),FDIE(2,6),FDRO(2,6),FDIO(2,6)
C
C     CALCULO DA INTEGRAL SOBRE O CONTORNO DO CASCO:
C
      CBETA=COS(BETA)
```

```
      SBETA=SIN(BETA)
C
      X=DIP
      U=WNM*X*CBETA
C
      CALL INTEKZ (K,I,WNM,SBETA,CINT,SINT)
C
C     COMPONENTES PROPORCIONAIS A CINT :
      GIICC=COS(U)*CINT
      GIISC=SIN(U)*CINT
C
C     COMPONENTES PROPORCIONAIS A SINT :
      HIICS= COS(U)*SINT
      HIISS=-SIN(U)*SINT
C
      IF(IDUMP .LT. 1) GO TO 50
      WRITE(6,40) K,I,WNM,CBETA,SBETA,CINT,SINT,GIICC,GIISC,HIICS
     &           ,HIISS
   40 FORMAT(/1X,'FRUKRI : ',2I3,9E10.4)
   50 CONTINUE
C
C     GII E EMPARELHADA PARA I=1,3,5 E DE SENTIDOS OPOSTOS PARA I=2,4,6
C     HII E EMPARELHADA PARA I=2,4,6 E DE SENTIDOS OPOSTOS PARA I=1,3,5
C
C     DEFINE AS COMPONENTES EMPARELHADAS E DE SENTIDOS OPOSTOS
C     DAS FORCAS REAIS E IMAGINARIAS:
C
      GO TO(100,200,100,200,100,200),I
C
C     I = 1,3,5
C
  100 FFKRE(K,I)=GIICC
      FFKRO(K,I)=HIISS
      FFKIE(K,I)=GIISC
      FFKIO(K,I)=HIICS
C
      GO TO 900
C
C     I = 2,4,6
C
  200 FFKRE(K,I)=HIISS
      FFKRO(K,I)=GIICC
      FFKIE(K,I)=HIICS
      FFKIO(K,I)=GIISC
C
  900 CONTINUE
      RETURN
      END
                                                                        SE
================================================================================

      SUBROUTINE HLG407 (DIP)
C
C     HLG407 DEFINE AS EXTREMIDADES E OS PONTOS MEDIOS DOS SEGMENTOS E
C     CALCULA OS SEUS COMPRIMENTOS E AS COMPONENTES DO VETOR NORMAL UNI-
C     TARIO (5 GRAUS DE LIBERDADE) PARA UM SUBELEMENTO TIPO CATAMARA.
C     OS COMPRIMENTOS SAO ADIMENSIONALIZADOS EM RELACAO A CL/2.
C
```

```
C     PARAMETROS DE ENTRADA: DIP  =  DISTANCIA DO SUBELEMENTO AO L.C.B.
C
C
C
      COMMON/CONST/G,PI,TOPI,RHO,CL,TVOL
C
      COMMON/HULGEO/NHULL(20),ISYM(20),NP(20,2),YC(20,2),ZC(20,2)
     & ,YP(20,2,20),ZP(20,2,20),AKSI(40),ETA(40),YI(40)
     & ,ZI(40),DL(40),EN(6,40),T(20,2)
C
C     AKSI  =  ABSCISSAS DOS PONTOS DEFINIDORES (DO CASCO 1 AO CASCO 2)
C     ETA   =  ORDENADAS DOS PONTOS DEFINIDORES (DO CASCO 1 AO CASCO 2)
C     YI    = ABSCISSAS DAS EXTREMIDADES DOS SEGMENTOS
C     ZI    = ORDENADAS DAS EXTREMIDADES DOS SEGMENTOS
C     DL    = COMPRIMENTO DOS SEGMENTOS
C     EN(6,N)=COMPONENTES DO VETOR NORMAL UNITARIO (5 GL). (POSITIVAS
C             PARA DENTRO DO CASCO)
C     T(2)  = CALADO DOS CASCOS
C
       COMMON/XHULL/ST(20),DS(20),K,NOSS,ISTREF(20),XCB
C
C     ST    = POSICAO DAS FAIXAS
C     DS    = COMPRIMENTO DAS FAIXAS
C     K     = 'STRIP' EM PROCESSAMENTO (DEFINIDO EM SPT407)
C     NOSS  = NUMERO TOTAL DE FAIXAS
C     ISTREF= VETOR QUE DEFINE FAIXAS IGUAIS
C     XCB   = L.C.B.
C
      DIMENSION NS(2)
C
C
      COMMON/FREQIN/BLOG(72,72),YLOG(72,72),CSE(40),SNE(40)
C
C     DEFINE AS COORDENADAS NO SISTEMA GLOBAL E DIVIDE POR CL/2 :
C
      NP1=NP(K,1)
      NP2=NP(K,2)
      EL=0.5*CL
C
      DO 50 N=1,NP1
      AKSI(N)=(YP(K,1,N)-YC(K,1))/EL
      ETA(N) = ZP(K,1,N)/EL
50    CONTINUE
C
      DO 100 N=1,NP2
      M=NP1+N
      AKSI(M)=(YP(K,2,N)+YC(K,2))/EL
      ETA(M) = ZP(K,2,N)/EL
100   CONTINUE
C
C     DEFINE OS PONTOS MEDIOS DOS SEGMENTOS, COMPRIMENTOS E COMPONENTES
C     DO VETOR NORMAL UNITARIO:
C
      NS(1)=NP(K,1)-1
      NS(2)=NP(K,2)-1
      NSEG=NS(1)+NS(2)
      NS1=NS(1)
      ZMAX1=0.
      ZMAX2=0.
C
```

```
      DO 200 N=1,NSEG
C
      IF(N .GT. NS1) GO TO 150
C
C     CASCO NO. 1:
C
      YI(N)=0.5*(AKSI(N)+AKSI(N+1))
      ZI(N)=0.5*(ETA(N)+ETA(N+1))
      YM=AKSI(N+1)-AKSI(N)
      ZM=ETA(N+1)-ETA(N)
C
      ZABS=ABS(ZI(N))*EL
      ZMAX1=AMAX1(ZMAX1,ZABS)
C
      GO TO 160
C
C     CASCO NO. 2:
C
150   CONTINUE
      YI(N)=0.5*(AKSI(N+1)+AKSI(N+2))
      ZI(N)=0.5*(ETA(N+1)+ETA(N+2))
      YM=AKSI(N+2)-AKSI(N+1)
      ZM=ETA(N+2)-ETA(N+1)
C
      ZABS=ABS(ZI(N))*EL
      ZMAX2=AMAX1(ZMAX2,ZABS)
C
C
160   CONTINUE
C
C     MAXIMO CALADO:
C
      T(K,1)=ZMAX1
      T(K,2)=ZMAX2
C
C     COMPRIMENTO DO SEGMENTO:
C
      DL(N)=SQRT(YM*YM+ZM*ZM)
C
C     ANGULO DA TANGENTE EM (YI,ZI) = V:
C
      COSV=YM/DL(N)
      SINV=ZM/DL(N)
C
C     COMPONENTES DO VETOR NORMAL UNITARIO:
C
      EN(1,N)=0.
      EN(2,N)=-SINV
      EN(3,N)= COSV
      EN(4,N)=YI(N)*EN(3,N) - ZI(N)*EN(2,N)
      EN(5,N)=-DIP*EN(3,N)
      EN(6,N)= DIP*EN(2,N)
C
C     ANGULO DE INCLINACAO:
C
      SNE(N)=-EN(2,N)
      CSE(N)= EN(3,N)
C
200   CONTINUE
C
```

```
      RETURN
      END
                                                                        SE
==============================================================================

      SUBROUTINE INTEKZ (K,I,WNM,SBETA,CINT,SINT)
C
C     INTEKZ CALCULA UMA INTEGRAL DE LINHA NO CONTORNO DO CASCO NO. K
C
      DIMENSION NS(2)
C
      COMMON/HULGEO/NHULL(20),ISYM(20),NP(20,2),YC(20,2),ZC(20,2)
     & ,YP(20,2,20),ZP(20,2,20),AKSI(40),ETA(40),YI(40),ZI(40)
     & ,DS(40),EN(6,40),T(20,2)
C
      COMMON/XHULL/ST(20),DX(20),NOSTR,NOSS,ISTREF(20),XCB
C
      NS(1)=NP(NOSTR,1)-1
      NS(2)=NP(NOSTR,2)-1
      CINT=0.
      SINT=0.
C
      NSK=NS(K)
C
      DO 200 N=1,NSK
C
      IF(K .EQ. 2) GO TO 120
C
C     K = 1 :
C
      M=N
      GO TO 150
C
C     K = 2 :
C
  120 M=NS(1)+N
  150 CONTINUE
      EKZ=WNM*ZI(M)
      ARG=WNM*YI(M)*SBETA
      CINTEG=EXP(EKZ)*COS(ARG)*EN(I,M)*DS(M)
      SINTEG=EXP(EKZ)*SIN(ARG)*EN(I,M)*DS(M)
C
      CINT=CINT+CINTEG
      SINT=SINT+SINTEG
C
  200 CONTINUE
C
      RETURN
      END
                                                                        SE
==============================================================================

                                                                        FO
                                                                        FO
      SUBROUTINE KAT407(NG,GXI,OMEN,NFR,NOK,HDR,BAM,MM,LL)
C
```

```
C OBJETIVO:
C     CALCULO DAS FORCAS EXCITANTES EM ELEMENTOS
C     DA ESTRUTURA TIPO CATAMARA PARA UMA FREQUENCIA.
C METODO:
C     O CALCULO DAS FORCAS EXCITANTES EMPARELHADAS E EM SENTIDOS
C     OPOSTOS E AQUI EFETUADO PARA OS DOIS CASCOS RIGIDAMENTE
C     CONECTADOS OU EM MOVIMENTOS EM OPOSICAO (T.F.OGILVIE).
C ARGUMENTOS - ENTRADA:
C     NG              NUMERO DA FREQUENCIA IMEDIATAMENTE ACIMA DE GXI
C     GXI             FREQUENCIA PARA  O CALCULO DAS FORCAS
C                     (OMEGA*SQRT(L/G))
C     OMEN(I)         VETOR DE FREQUENCIAS PARA AS QUAIS AS PRESSOES
C                     SAO DISPONIVEIS
C                     (OMEGA*SQRT(L/2*G)))
C     NFR             NUMERO DE FREQUENCIAS PARA AS QUAIS AS PRESSOES SAO
C                     DISPONIVEIS
C     NOK             NUMERO TOTAL DE COMPRIMENTOS DE ONDA CONSIDERADOS
C     HDR             ANGULO DE INCLINACAO PRESENTE(RADIANOS)
C     BAM             COMPRIMENTO DE ONDA (LAMBDA/L) CORRESPONDENTE A GXI
C     MM              NUMERO DE SEQUENCIA DOS ANGULOS DE INCIDENCIA
C     LL              NUMERO DE SEQUENCIA DOS COMPRIMENTOS DE ONDA
C PERIFERICOS :
C     LEITURA DOS ARQUIVOS DATRAN8 E DATRAN12
C ARGUMENTOS SAIDA :
C     CEDE(I,K,J)     COMPONENTE EMPARELHADA DA FORCA DE DIFRACAO NA
C                     SECCAO I, CASCO K, DIRECAO J.
C     CEDO(I,K,J)     COMPONENTE OPOSTA DA FORCA DE DIFRACAO NA
C                     SECCAO I, CASCO K, DIRECAO J.
C     CEFE(I,K,J)     COMPONENTE EMPARELHADA DA FORCA DE FROUDE-KRILOFF
C                     NA SECCAO I, CASCO K, DIRECAO J.
C     CEFO(I,K,J)     COMPONENTE OPOSTA DA FORCA DE FROUDE-KRILOFF NA
C                     SECCAO I, CASCO K, DIRECAO J.
C LIMITES:
C     NUMERO MAXIMO DE SECCOES E 20. UMA FAIXA E COMPOSTA DE DOIS
C     SUBELEMENTOS TIPO CATAMARA, UM DE BOMBORDO E OUTRO DE BORESTE.
C     O NUMERO MAXIMO DE SUBELEMENTOS TIPO CATAMARA E PORTANTO 40.
C
C
      COMPLEX CEDE(20,2,6),CEDO(20,2,6)
      COMPLEX CEFE(20,2,6),CEFO(20,2,6)
C
      DIMENSION AR1(240),AR2(240),AT1(240),AT2(240)
      DIMENSION CSE(20,40),CSE1(40)
      DIMENSION AR3(240),AR4(240),AT3(240),AT4(240)
      DIMENSION DEL(20,40),DEL1(40)
      DIMENSION OMEN(1)
      DIMENSION SNE(20,40),SNE1(40)
      DIMENSION XX(20,40),XX1(40),YY(20,40),YY1(40)
      DIMENSION A11S(20,6,6),A22S(20,6,6),B11S(20,6,6),B22S(20,6,6)
C
C
      DATA ILP/6/
C
C
      COMMON/DMP/IDUMP
C
      COMMON/CONST/G,PI,TOPI,RHO,CL,TVOL
C
      COMMON/HULGEO/NHULL(20),ISYM(20),NP(20,2),YC(20,2),ZC(20,2)
     & ,YP(20,2,20),ZP(20,2,20),AKSI(40),ETA(40),YI(40),ZI(40)
```

```
     & ,DL(40),EN(6,40),T(20,2)
C
      COMMON/DYNPRE/PDR(6,40),PDI(6,40),PDRH(6,40),PDIH(6,40)
C
      COMMON/HYDCOF/A11(6,6),A12(6,6),A21(6,6),A22(6,6)
     &              ,B11(6,6),B12(6,6),B21(6,6),B22(6,6)
C
      COMMON/EXFCOF/FFKRE(2,6),FFKIE(2,6),FFKRO(2,6),FFKIO(2,6)
     & ,FDRE(2,6),FDIE(2,6),FDRO(2,6),FDIO(2,6)
C
      COMMON/WAVDAT/NWN,WN,IDEPTH,H,BETA,FN
C
      COMMON/CYLMOV/CYLCOD(2),ISUBM,METH
C
      COMMON/XHULL/ST(20),DS(20),NOSTR,NOSS,ISTREF(20),XCB
C
C     IMPRIME ENTRADA NA SUBROTINA KAT407
C
      IF(IDUMP.GT.0)   WRITE(ILP,9900)
C
C
C     IMPRIME PARAMETROS DE ENTRADA
C
      IF(IDUMP.GT.0)   WRITE(ILP,9920)NG,GXI,NFR,NOK,HDR,
     &      BAM,MM,LL
C
C
C     PARAMETROS GERAIS
C
      NOSHAL = NOSS
      TPST = XCB
C
C
C     DEFINE DADOS DOS SEGMENTOS PARA CADA SECCAO
C
C
      IPXX1 =41
      IPYY1 =61
      IPDEL1=81
      IPSNE1=101
      IPCSE1=121
C
C
      DO 2100 K=1,NOSHAL
C
C     NON=NP(K,1)+NP(K,2)
C
C     LE DADOS DOS SEGMENTOS DO FILE 8
C
      READ(8=IPXX1 ,1113)(XX1 (II),II=1,40)
      READ(8=IPYY1 ,1113)(YY1 (II),II=1,40)
      READ(8=IPDEL1,1113)(DEL1(II),II=1,40)
      READ(8=IPSNE1,1113)(SNE1(II),II=1,40)
      READ(8=IPCSE1,1113)(CSE1(II),II=1,40)
C
 1113 FORMAT(40E10.4)
C
      IPXX1 = IPXX1+1
      IPYY1 = IPYY1+1
      IPDEL1= IPDEL1+1
```

```
      IPSNE1= IPSNE1+1
      IPCSE1= IPCSE1+1
C
      DO 2100 J=1,NON
C
      XX(K,J)=XX1(J)
      YY(K,J)=YY1(J)
      DEL(K,J)=DEL1(J)
      SNE(K,J)=SNE1(J)
      CSE(K,J)=CSE1(J)
2100  CONTINUE
C
C     IMPRIME PARAMETROS GEOMETRICOS PARA CADA FAIXA
C
      IF(IDUMP.LT.2)   GOTO 2900
      WRITE(ILP,9101)
      DO 2800 K=1,NOSHAL
      WRITE(ILP,9100)K,ST(K),DS(K)
2800  CONTINUE
C
      DO 2850 K=1,NOSHAL
      WRITE(ILP,9102) K
      NON=NP(K,1)+NP(K,2)-2
      DO 2850 J=1,NON
      WRITE(ILP,9103)J,XX(K,J),YY(K,J),DEL(K,J),SNE(K,J),CSE(K,J)
2850  CONTINUE
2900  CONTINUE
C
C
C
C     ********************FORCAS DE EXCITACAO********************
C
C
      UN = 0.5 * GXI ** 2
      OGXI = GXI * SQRT(0.5)
      WN = TOPI / BAM / 2.
      WNL=WN*2.
      CDG = COS(HDR)
      SDG = SIN(HDR)
      DELT1=OMEN(NG)-OMEN(NG-1)
      DELT4 = UN * (OGXI - OMEN(NG-1)) / (OMEN(NG)**2 * DELT1)
      DELT5 = UN * (OMEN(NG) - OGXI) / (OMEN(NG-1)**2 * DELT1)
      DELT6 = OGXI * (OGXI - OMEN(NG-1)) / (OMEN(NG) * DELT1)
      DELT7 = OGXI * (OMEN(NG) - OGXI) / (OMEN(NG-1) * DELT1)
C
C     ARMAZENA DADOS NO COMMON 'WAVDAT'
C
      BETA=HDR
      FN=0.
C
C
C     LOOP SOBRE AS FAIXAS:
C
C     LE PRESSOES DO FILE 12:
C
C
C
      DO 4000  K=1,NOSHAL
C
      NS1=NP(K,1)-1
```

```
      NS2=NP(K,2)-1
      NSEG=NS1+NS2
      NON=NSEG
C
C
      READ(12=(NG-2)*4+80*(K-1)+1,1114)(AR1(II),II=1,240)
      READ(12=(NG-2)*4+80*(K-1)+2,1114)(AR2(II),II=1,240)
      READ(12=(NG-2)*4+80*(K-1)+3,1114)(AR3(II),II=1,240)
      READ(12=(NG-2)*4+80*(K-1)+4,1114)(AR4(II),II=1,240)
      READ(12=(NG-1)*4+80*(K-1)+1,1114)(AT1(II),II=1,240)
      READ(12=(NG-1)*4+80*(K-1)+2,1114)(AT2(II),II=1,240)
      READ(12=(NG-1)*4+80*(K-1)+3,1114)(AT3(II),II=1,240)
      READ(12=(NG-1)*4+80*(K-1)+4,1114)(AT4(II),II=1,240)
 1114 FORMAT(240E10.4)
C
C
C     INTERPOLACAO NAO LINEAR APLICADA AS PRESSOES DE MODO A
C     CORRESPONDER A INTERPOLACAO LINEAR NOS COEFICIENTES DE
C     MASSA ADICIONADA E DE AMORTECIMENTO
C
      DO 3100  I=1,6
C
C     CASCO DE BOMBORDO :
C
      DO 3050  M=1,NS1
      KM=(I-1)*NON+M
      PDR(I,M) = AR1(KM) * DELT5 + AT1(KM) * DELT4
      PDI(I,M) = AR2(KM) * DELT7 + AT2(KM) * DELT6
      PDRH(I,M) = AR3(KM) * DELT5 + AT3(KM) * DELT4
      PDIH(I,M) = AR4(KM) * DELT7 + AT4(KM) * DELT6
3050  CONTINUE
C
C     CASCO DE BORESTE :
C
      DO 3060 M=1,NS2
      MS1=NS1+M
      KM=(I-1)*NON+MS1
      PDR(I,MS1) = AR1(KM) * DELT5 + AT1(KM) * DELT4
      PDI(I,MS1) = AR2(KM) * DELT7 + AT2(KM) * DELT6
      PDRH(I,MS1) = AR3(KM) * DELT5 + AT3(KM) * DELT4
      PDIH(I,MS1) = AR4(KM) * DELT7 + AT4(KM) * DELT6
3060  CONTINUE
3100  CONTINUE
C
C     IMPRIME PRESSOES
C
C
C
      WRITE(ILP,9104) K
C
      JJ=0
      DO 3150 I = 1,2
      NSI=NP(K,I)-1
      DO 3150 J=1,NSI
      JJ=JJ+1
      WRITE(ILP,9105) J,(PDR(L,JJ),L=1,6),(PDI(L,JJ),L=1,6)
3150  CONTINUE
C
      WRITE(ILP,9154) K
C
```

```
      JJ=0
      DO 3155 I=1,2
      NSI=NP(K,I)-1
      DO 3155 J=1,NSI
      JJ=JJ+1
      WRITE(ILP,9105) J,(PDRH(L,JJ),L=1,6),(PDIH(L,JJ),L=1,6)
 3155 CONTINUE
C
C
C     DIP = POSICAO LONGITUDINAL DA FAIXA EM RELACAO AO L.C.B.
C
      DIP=ST(K)-TPST
C
C
C     ARMAZENA DADOS GEOMETRICOS NOS BLOCOS COMMON
C
      DO 3350 J=1,NSEG
C
      YI(J) = XX(K,J)
      ZI(J) = YY(K,J)
      DL(J) = DEL(K,J)
      EN(1,J) = 0.
      EN(2,J) = -SNE(K,J)
      EN(3,J) = CSE(K,J)
      EN(4,J) = YI(J)*EN(3,J) - ZI(J)*EN(2,J)
      EN(5,J) = -DIP*EN(3,J)
      EN(6,J) =  DIP*EN(2,J)
C
 3350 CONTINUE
C
C     CALCULA OS COEFICIENTES DE MASSA ADICIONADA E DE AMORTECIMENTO:
C
      IF(IDUMP .GT. 0) GO TO 3356
      WRITE(ILP,9102) K
      DO 3355 J=1,NSEG
      WRITE(ILP,9103)J,YI(J),ZI(J),DL(J),SNE(K,J),CSE(K,J)
 3355 CONTINUE
 3356 CONTINUE
C
      NOSTR=K
      NOSS=NOSHAL
C
      CALL RADFO2 (WNL,GXI)
C
C     ARMAZENA COEFICIENTES PARA CADA SECCAO:
C
      DO 3320 I=1,6
      DO 3320 J=1,6
C
      A11S(K,I,J)=A11(I,J)
      A22S(K,I,J)=A22(I,J)
      B11S(K,I,J)=B11(I,J)
      B22S(K,I,J)=B22(I,J)
C
 3320 CONTINUE
C
C
C
      WRITE(ILP,9922) K
      WRITE(ILP,9111)
```

```
      DO 3325 I=1,6
      WRITE(ILP,9112) I,(A11S(K,I,J),J=1,6),I,(B11S(K,I,J),J=1,6)
 3325 CONTINUE
      DO 3326 I=1,6
      WRITE(ILP,9112) I,(A22S(K,I,J),J=1,6),I,(B22S(K,I,J),J=1,6)
 3326 CONTINUE
C
C
C     CALCULA FORCAS EMPARELHADAS E OPOSTAS PARA ESSA FAIXA:
C
      CALL EXCFOR (WNL,GXI,DIP)
C
C     DEFINE AS FORCAS DE EXCITACAO COMPLEXAS
C
      DO 4000 I=1,6
C
C
C     FORCAS DE FROUDE - KRILOFF EMPARELHADAS PARA CADA CASCO:
C
      CEFE(K,1,I)=CMPLX(FFKRE(1,I),FFKIE(1,I))
      CEFE(K,2,I)=CMPLX(FFKRE(2,I),FFKIE(2,I))
C
C     FORCAS DE DIFRACAO EMPARELHADAS PARA CADA CASCO:
C
      CEDE(K,1,I)=CMPLX(FDRE(1,I),FDIE(1,I))
      CEDE(K,2,I)=CMPLX(FDRE(2,I),FDIE(2,I))
C
C     FORCAS DE FROUDE - KRILOFF DE SENTIDOS OPOSTOS ENTRE OS CASCOS
C
      CEFO(K,1,I)=CMPLX(FFKRO(1,I),FFKIO(1,I))
      CEFO(K,2,I)=CMPLX(FFKRO(2,I),FFKIO(2,I))
C
C     FORCAS DE DIFRACAO DE SENTIDOS OPOSTOS ENTRE OS CASCOS:
C
      CEDO(K,1,I)=CMPLX(FDRO(1,I),FDIO(1,I))
      CEDO(K,2,I)=CMPLX(FDRO(2,I),FDIO(2,I))
C
C
 4000 CONTINUE
C
C
C     IMPRIME AS COMPONENTES PARA CADA SECCAO
C
C
      DO 4200 I=1,NOSHAL
      WRITE(ILP,9106) I
      DO 4150 J=1,6
      WRITE(ILP,9107) J,CEDE(I,1,J),CEDO(I,1,J),CEFE(I,1,J),CEFO(I,1,J)
 4150 CONTINUE
      DO 4160 J=1,6
      WRITE(ILP,9107) J,CEDE(I,2,J),CEDO(I,2,J),CEFE(I,2,J),CEFO(I,2,J)
 4160 CONTINUE
 4200 CONTINUE
C
C
C     IMPRIME SAIDA DA SUBROTINA KAT407
C
      IF(IDUMP.GT.0)   WRITE(ILP,9910)
C
C        FORMATS
```

```
C
9100  FORMAT(3X,I2,8F10.4)
9101  FORMAT(3X,2H K,8X,2HST,8X,2HDS)
9102  FORMAT(3X,6HSTRIP  ,I3/3X,2H J,8X,2HXX,8X,2HYY,7X,3HDEL,
     &        7X,3HSNE,7X,3HCSE,7X)
 9103 FORMAT(3X,I2,5F10.4)
9104  FORMAT(6H STRIP,I3/3H J ,3HPRR,6X,1H1,9X,1H2,9X,1H3,9X,1H4,
     &        9X,1H5,9X,1H6,5H  PRI,4X,1H1,9X,1H2,9X,1H3,9X,1H4,
     &        9X,1H5,9X,1H6)
9154  FORMAT(6H STRIP,I3/3H J ,3HPHR,6X,1H1,9X,1H2,9X,1H3,9X,1H4,
     &        9X,1H5,9X,1H6,5H  PHI,4X,1H1,9X,1H2,9X,1H3,9X,1H4,
     &        9X,1H5,9X,1H6)
9105  FORMAT(I3,12E10.3)
9107  FORMAT(I3,4(2E10.3,2X))
9106  FORMAT(9H STRIP I=,I3/3H  J,5H CEDE,17X,4HCEDO,18X,4HCEFE,18X,
     &        4HCEFO)
9111  FORMAT(6H I    J,6X,1H1,9X,1H2,9X,1H3,9X,1H4,9X,1H5,9X,1H6,
     &             12X,1H1,9X,1H2,9X,1H3,9X,1H4,9X,1H5,9X,1H6)
9112  FORMAT(I3,6F10.6,I3,6F10.6)
 9900 FORMAT(/24H ENTRA SUBROTINA KAT407 )
 9910 FORMAT ('DEIXA SUBROTINA KAT407')
 9920 FORMAT(31H COM PARAMETROS DE ENTRADA:     ,6H  NG =,I3,
     &        7H  GXI =,F10.4,7H  NFR =,I3,7H  NOK =,I3,7H  HDR =,F6.4,
     &        7H  BAM =,F7.4/7H    MM =,I3,6H  LL =,I3)
 9922 FORMAT(7H FAIXA ,I3/9H  DA(I,J),54X,9H  DB(I,J))
C
      RETURN
      END
                                                                     SE
=============================================================================

                                                                     FO
      SUBROUTINE KERN3 (WNM,OM)
C
C
      COMMON/DMP/IDUMP
C
      COMMON/CONST/G,PI,TOPI,RHO,CL,TVOL
C
      COMMON/HULGEO/NHULL(20),ISYM(20),NP(20,2),YC(20,2),ZC(20,2)
     & ,YP(20,2,20),ZP(20,2,20),X(40),Y(40),XX(40),YY(40),DL(40)
     & ,EN(6,40),T(20,2)
C
      COMMON/DYNPRE/PDR(6,40),PDI(6,40),PDRH(6,40),PDIH(6,40)
C
      COMMON/CYLMOV/CYLCOD(2),ISUBM,METH
C
      COMMON/XHULL/ST(20),DS(20),NOSTR,NOSS,ISTREF(20),XCB
C
      COMMON/FREQIN/BLOG(72,72),YLOG(72,72),CSE(40),SNE(40)
C
      DIMENSION CT1(72,72)
C
      DIMENSION FR(2,40,6),D1(40),D2(40),B1(40),B2(40)
     &        ,PIL(2,80),FMB(2,80),ROU(2,80),CAV(2,80)
     &    ,X1(80),X2(80),X3(80),X4(80)
     &   ,B3(40),B4(40),D3(40),D4(40),NS(2)
C
```

```
C     KERN3 AVALIA AS PRESSOES BIDIMENSIONAIS DE ACORDO COM O METODO
C     DE POTASH. SERA UTILIZADA POSTERIORMENTE PARA A AVALIACAO DA
C     MASSA ADICIONADA E DO AMORTECIMENTO
C
C
C
      IMP=6
      NS(1)=NP(NOSTR,1)-1
      NS(2)=NP(NOSTR,2)-1
      N1=NS(1)
      N2=NS(2)
      NON=N1+N2
C
      DIP=ST(NOSTR) - XCB
C
      NIK=2*NON
      PI2=TOPI
      EL=CL*0.5
C
C     UN = NUMERO DE ONDA K*(CL/2)
C
      UN = WNM
C
      UNMAX=99.
      WNCRIT=100.
C
C
      DPL=0.
      DWL=0.
      PPL=0.
      PWL=0.
C
C     GERA FATORES PARA OS CASCOS DE BOMBORDO E BORESTE DEPENDENDO
C     DO CODIGO DO MOVIMENTO DOS CILINDROS;
C
      FACYL1=0.
      IF(CYLCOD(1) .GT. 0.) FACYL1=1.
      FACYL2=0.
      IF(CYLCOD(2) .GT.0.) FACYL2=1.
C
C     SE METH .NE. 0, ENTAO UTILIZA O METODO DE OGILVIE DE MOVIMENTOS
C     EM OPOSICAO
C
      IF(METH .NE. 1) GO TO 1020
      FACYL1=-1.
 1020 CONTINUE
C
C     TESTE DO NUMERO DE ONDA CRITICO PARA FREQUENCIAS IRREGULARES
C
      IF(UN - UNMAX)101,101,102
  101 CONTINUE
C
C     SE O NUMERO DE ONDA ADIMENSIONAL (EM RELACAO AO CALADO) < 1 ,USA-
C     -SE O METODO DE POTASH ORIGINAL (SEM FREQUENCIAS IRREGULARES).
C
C     (Q1,Q2) = INTENSIDADE COMPLEXA DE FONTE NO CASCO NO. 1
C     (Q3,Q4) = INTENSIDADE COMPLEXA DE FONTE NO CASCO NO. 2
C     (GAM1,GAM2) = INTENSIDADE COMPLEXA DE VORTICE NO CASCO NO. 1
C     (GAM3,GAM4) = INTENSIDADE COMPLEXA DE VORTICE NO CASCO NO. 2
C
```

```
C     TMAX = MAXIMO CALADO
C     WNT = NUMERO DE ONDA ADIMENSIONALIZADO EM RELACAO AO CALADO MAX.
C     WNT < WNCRIT   NAO HA A OCORRENCIA DE FREQUENCIAS IRREGULARES
C
      T1=T(NOSTR,1)
      T2=T(NOSTR,2)
      TMAX=AMAX1(T1,T2)
      WNT = UN*(TMAX/EL)
C
      IF(IDUMP .GE. 1) WRITE(6,2011) WNT
 2011 FORMAT(/,1X,'NUMERO DE ONDA * CALADO MAXIMO = ',E10.4,/)
C
C
      IF(WNT .LE. WNCRIT) GO TO 20
C
C     CILINDROS TOTALMENTE SUBMERSOS: NAO HA FREQUENCIAS IRREGULARES
C
      IF(ISUBM .GT.0.) GO TO 20
C
      Q1=0.
      Q2=1.
      Q3=0.
      Q4=1.
      GAM1=0.
      GAM2=1.
      GAM3=0.
      GAM4=1.
      GO TO 25
C
   20 Q1=0.
      Q2=0.
      Q3=0.
      Q4=0.
      GAM1=0.
      GAM2=0.
      GAM3=0.
      GAM4=0.
      GO TO 102
C
   25 CONTINUE
C
C     CALCULO DA INTEGRAL-B (INDEPENDENTE DE I):
C
      AKSL02 = UN*(-YC(NOSTR,1)-X(1))
      AKSR02 = UN*( YC(NOSTR,2)-X(1))
      ETA02 = UN*Y(1)
      ETA02 = -ETA02
      CALL DAVID (AKSL02,ETA02,EJ02,CXL02,SXL02,RAL02,RBL02,CL02,SL02)
      CALL DAVID (AKSR02,ETA02,EJ02,CXR02,SXR02,RAR02,RBR02,CR02,SR02)
C
C     LOOP SOBRE OS SEGMENTOS
C
      DO 99 J = 1,NON
C
      IF(J .GT. N1) GO TO 30
      NN=1
      GO TO 35
C
   30 NN=2
      NJ1=N1+1
```

```
      IF(J .GT. NJ1) GO TO 35
C
C     J = N1 + 1 : SALTO NOS INDICES (PASSANDO DO CASCO 1 PARA O 2)
C
      AKSL02= UN*(-YC(NOSTR,1)-X(J+1))
      AKSR02= UN*( YC(NOSTR,2)-X(J+1))
      ETA02=-UN*Y(J+1)
C
      CALL DAVID (AKSL02,ETA02,EJ02,CXL02,SXL02,RAL02,RBL02,CL02,SL02)
      CALL DAVID (AKSR02,ETA02,EJ02,CXR02,SXR02,RAR02,RBR02,CR02,SR02)
C
   35 CONTINUE
      AKSL01 =  UN*(-YC(NOSTR,1)-X(J+NN))
      AKSR01 =  UN*( YC(NOSTR,2)-X(J+NN))
      ETA01 = UN*Y(J+NN)
C
      ETA01 = -ETA01
C
      CALL DAVID (AKSL01,ETA01,EJ01,CXL01,SXL01,RAL01,RBL01,CL01,SL01)
      CALL  DAVID  (AKSR01,ETA01,EJ01,CXR01,SXR01,RAR01,RBR01,CR01,SR01)
C
      B1L = 2.*(SL02-SL01)
      B1R = 2.*(SR02-SR01)
C
      B2L = PI2*(EJ02*SXL02-EJ01*SXL01)
      B2R = PI2*(EJ02*SXR02-EJ01*SXR01)
C
      C1L = 2./UN*(SNE(J)*(RAL02-RAL01)+CSE(J)*(RBL02-RBL01))
      C1R = 2./UN*(SNE(J)*(RAR02-RAR01)+CSE(J)*(RBR02-RBR01))
C
      C2L = PI2*(EJ02*(SXL02*CSE(J)-CXL02*SNE(J))
     *          -EJ01*(SXL01*CSE(J)-CXL01*SNE(J)))
      C2L = C2L/UN
      C2R = PI2*(EJ02*(SXR02*CSE(J)-CXR02*SNE(J))
     *          -EJ01*(SXR01*CSE(J)-CXR01*SNE(J)))
      C2R = C2R/UN
C
      D1(J) = 2.*B1L
      D2(J) = 2.*B2L
      B1(J) = 2.*C1L
      B2(J) = 2.*C2L
      D3(J) = 2.*B1R
      D4(J) = 2.*B2R
      B3(J) = 2.*C1R
      B4(J) = 2.*C2R
C
      IF(IDUMP .LT. 3) GO TO 92
      WRITE(6,91) J,D1(J),D2(J),B1(J),B2(J)
   91 FORMAT(1X,4HJ = ,I3,2X,8HD1,D2 = ,2E10.4,2X,8HB1,B2 = ,2E10.4)
   92 CONTINUE
      IF(J - NON)95,99,99
   95 EJ02 = EJ01
      CXR02 = CXR01
      SXR02 = SXR01
      RAR02 = RAR01
      RBR02 = RBR01
      CR02 = CR01
      SR02 = SR01
      CXL02 = CXL01
      SXL02 = SXL01
```

```
      RAL02 = RAL01
      RBL02 = RBL01
      CL02 = CL01
      SL02 = SL01
C
   99 CONTINUE
  102 CONTINUE
C
      NJ1=N1+1
C
C     LOOP EM I
C
      DO 1 I=1,NON
C
      IF(IDUMP .LT. 3) GO TO 993
      WRITE(6,991) I
  991 FORMAT(/1X,'KERN3 : I = ',I2)
  993 CONTINUE
C
      NI=NON+I
C
      DO 1005 K=1,2
      PIL(K,I)=0.
      EMB(K,I)=0.
      ROU(K,I)=0.
      CAV(K,I)=0.
      PIL(K,NI)=0.
      EMB(K,NI)=0.
      ROU(K,NI)=0.
      CAV(K,NI)=0.
 1005 CONTINUE
C
      IF(UN - UNMAX)1001,105,105
 1001 CONTINUE
C
C     FREQUENCIA ASSINTOTICA SE UN > UNMAX :
C
C
      XR2=UN*(XX(I)-X(1))
      YR2=UN*(YY(I)+Y(1))
      YR2 = -YR2
      CALL DAVID (XR2,YR2,EJ2,CXR2,SXR2,RAR2,RBR2,CR2,SR2)
C
      IF(WNT .LE. WNCRIT) GO TO 105
      IF(ISUBM .GT. 0.) GO TO 105
C
C     CALCULA A PARTE DEPENDENTE-I DA FUNCAO MODIFICADA DE GREEN:
C
      XIL0 = UN*(XX(I)+YC(NOSTR,1))
      XIR0 = UN*(XX(I)-YC(NOSTR,2))
      YI0 = UN*YY(I)
      YI0 = -YI0
C
      CALL DAVID (XIL0,YI0,EJI0,CXLI0,SXLI0,RALI0,RBLI0,CLI0,SLI0)
      CALL DAVID (XIR0,YI0,EJI0,CXRI0,SXRI0,RARI0,RBRI0,CRI0,SRI0)
C
C     PARTE SIMETRICA (FONTE) :
C
      G1I = 2.*CRI0
      G2I = PI2*EJI0*CXRI0
```

```
      G2I = -G2I
C
      G3I = 2.*CLIO
      G4I = PI2*EJIO*CXLIO
      G4I = -G4I
C
C     PARTE ANTISIMETRICA (VORTICE) :
C
      H1I = 2.*SRIO
      H2I = PI2*EJIO*SXRIO
      H2I = -H2I
C
      H3I = 2.*SLIO
      H4I = PI2*EJIO*SXLIO
      H4I = -H4I
C
C     TERMOS DEVIDOS A FONTE:
C
      C1I = Q1*G1I - Q2*G2I
      C2I = Q1*G2I + Q2*G1I
      C3I = Q3*G3I - Q4*G4I
      C4I = Q3*G4I + Q4*G3I
C
C     TERMOS DEVIDOS AO VORTICE:
C
      D1I = GAM1*H1I - GAM2*H2I
      D2I = GAM1*H2I + GAM2*H1I
      D3I = GAM3*H3I - GAM4*H4I
      D4I = GAM3*H4I + GAM4*H3I
C
      IF(IDUMP .LT. 3) GO TO 105
      WRITE(6,104) I,G1I,G2I,C1I,C2I
  104 FORMAT(/1X,4HI = ,I4,2X,2X,6HG1I = ,E10.4,2X,6HG2I = ,E10.4
     *       ,2X,6HC1I = ,E10.4,2X,6HC2I = ,E10.4)
  105 CONTINUE
C
C     LOOP EM J
C
      DO 1 J=1,NON
C
      IF(IDUMP .LT. 3) GO TO 3023
      WRITE(6,3021) J
 3021 FORMAT(1X,'KERN3 : J = ',I2)
 3023 CONTINUE
C
      IF(J .GT. N1) GO TO 3030
C
C     J .LE. N1 (INTEGRACAO NO CILINDRO 1)
C
      NN=1
C
C     CILINDRO 1 ESTA EM MOVIMENTO. O OUTRO ESTA FIXO.
C
      DO 3025 L=1,6
      FR(1,J,L)=EN(L,J)*OM*FACYL1
      FR(2,J,L)=0.
C     TESTE SE OS DOIS CILINDROS SAO RIGIDAMENTE CONECTADOS
      IF(CYLCOD(1) .GT. 1.) FR(2,J,L)=FR(1,J,L)
 3025 CONTINUE
      GO TO 3035
```

```
C
 3030 CONTINUE
C
C      J > N1 (INTEGRACAO NO CILINDRO 2)
C
       NN=2
C
C      CILINDRO 2 ESTA EM MOVIMENTO. O OUTRO ESTA FIXO.
C
       DO 3032 L=1,6
       FR(1,J,L)=0.
       FR(2,J,L)=FN(L,J)*OM*FACYL2
C      TESTE SE OS DOIS CILINDROS SAO RIGIDAMENTE CONECTADOS
       IF(CYLCOD(1) .GT. 1.) FR(1,J,L)=FR(2,J,L)
 3032 CONTINUE
C
 3033 CONTINUE
       IF(J .GT. NJ1) GO TO 3035
C
C      J = N1 + 1 : SALTO NOS INDICES (PASSANDO DO CASCO 1 PARA O 2)
C                   CALCULA DADOS PARA O PUNTO INICIAL DO SEGMENTO ATUAL.
C
       XR2=UN*(XX(I)-X(J+1))
       YR2=-UN*(YY(I)+Y(J+1))
C
       CALL DAVID (XR2,YR2,EJ2,CXR2,SXR2,RAR2,RBR2,CR2,SR2)
C
 3035 CONTINUE
C
       IF(IDUMP .LT. 3) GO TO 3036
C
C
       DO 3037 K=1,2
       WRITE(6,3038) K,J,(FR(K,J,L),L=1,6)
 3038 FORMAT(1X,'KERN3 ; FR(',I2,',',I2,',1-6)= ',6E10.4)
 3037 CONTINUE
 3036 CONTINUE
C
       NJ = NON+J
C
C      TESTE DA FREQUENCIA ASSINTOTICA
C
       IF(UN - UNMAX)1004,1004,1003
 1003 CONTINUE
C
       CT1(I,J)=BLOG(I,J)
C
C      CONTRIBUICAO SINGULAR DOS TERMOS LOGARITMICOS QUANDO I = J:
C
       IF(I .NE. J) GO TO 103
       CT1(I,J) = CT1(I,J) - PI2
  103 CONTINUE
C
       CT1(NI,NJ)=CT1(I,J)
       CT1(I,NJ) = 0.
       CT1(NI,J) = 0.
       PIL(1,I) = PIL(1,I)+FR(1,J,3)*YLOG(I,J)
       PIL(1,NI) = 0.
       PIL(2,I)=PIL(2,I)+FR(2,J,3)*YLOG(I,J)
       PIL(2,NI)=0.
```

```
      CAV(1,I) = CAV(1,I)+FR(1,J,1)*YLOG(I,J)
      CAV(1,NI) = 0.
      CAV(2,I) = CAV(2,I)+FR(2,J,1)*YLOG(I,J)
      CAV(2,NI) = 0.
      EMB(1,I)=EMB(1,I)+FR(1,J,2)*YLOG(I,J)
      EMB(1,NI)=0.
      EMB(2,I)=EMB(2,I)+FR(2,J,2)*YLOG(I,J)
      EMB(2,NI)=0.
      ROU(1,I)=ROU(1,I)+FR(1,J,4)*YLOG(I,J)
      ROU(1,NI)=0.
      ROU(2,I)=ROU(2,I)+FR(2,J,4)*YLOG(I,J)
      ROU(2,NI)=0.
C
      GO TO 1
C
 1004 CONTINUE
C
      IF(WNT .GT. WNCRIT) GO TO 1006
C
C     NUMERO DE ONDA < WNCRIT USA-SE A FUNCAO DE GREEN ORIGINAL:
C
  109 CONTINUE
      DPCR=0.
      DWCR=0.
      PPCR=0.
      PWCR=0.
      DPDR=0.
      DWDR=0.
      PPDR=0.
      PWDR=0.
      DPCL=0.
      DWCL=0.
      PPCL=0.
      PWCL=0.
      DPDL=0.
      DWDL=0.
      PPDL=0.
      PWDL=0.
C
      GO TO 110
C
C     NUMERO DE ONDA > WNCRIT USA-SE A FUNCAO DE GREEN MODIFICADA:
C
 1006 CONTINUE
C
C     TOTALMENTE SUBMERSO ?
C
      IF(ISUBM .GT. 0.) GO TO 109
C
      DPCL = C1I*D1(J) - C2I*D2(J)
      DWCL = C1I*D2(J) + C2I*D1(J)
      PPCL = C1I*B1(J) - C2I*B2(J)
      PWCL = C1I*B2(J) + C2I*B1(J)
C
      DPDL = D1I*D1(J) - D2I*D2(J)
      DWDL = D1I*D2(J) + D2I*D1(J)
      PPDL = D1I*B1(J) - D2I*B2(J)
      PWDL = D1I*B2(J) + D2I*B1(J)
C
      DPCR = C3I*D3(J) - C4I*D4(J)
```

```
      DWCR = C3I*D4(J) + C4I*D3(J)
      PPCR = C3I*B3(J) - C4I*B4(J)
      PWCR = C3I*B4(J) + C4I*B3(J)
C
      DPDR = D3I*D3(J) - D4I*D4(J)
      DWDR = D3I*D4(J) + D4I*D3(J)
      PPDR = D3I*B3(J) - D4I*B4(J)
      PWDR = D3I*B4(J) + D4I*B3(J)
C
  110 CONTINUE
      XR1=UN*(XX(I)-X(J+NN))
      YR1 =UN*(YY(I)+Y(J+NN))
      YR1 = -YR1
      CALL DAVID (XR1,YR1,EJ1,CXR1,SXR1,RAR1,RBR1,CR1,SR1)
C
      IF(IDUMP .LT. 3) GO TO 3050
      WRITE(6,3041) N1,NN,NJ1,XX(I),YY(I),XR2,YR2,XR1,YR1
 3041 FORMAT(1X,'KERN3 : ',3I3,1X,6E10.4)
 3050 CONTINUE
C
C
C     CALCULO DA INTEGRAL-I
C
      DPR=2.*(SR2-SR1)
      CT1(I,J)=BLOG(I,J)+DPR+DPL+DPCR+DPCL
C
C
      IF(I.NE.J) GO TO 3
      CT1(I,J)=CT1(I,J)-PI2
    3 CT1(NI,NJ)=CT1(I,J)
C
C     CALCULO DA INTEGRAL-J
C
      DWR=PI2*(EJ2*SXR2-EJ1*SXR1)
C
      CT1(I,NJ)=DWR+DWL+DWCR+DWDL
C
C
      CT1(NI,J)=-CT1(I,NJ)
C
C     CALCULO DA INTEGRAL-K (SEGUNDO MEMBRO)
C
      PPR=2./UN*(SNE(J)*(RAR2-RAR1)+CSE(J)*(RBR2-RBR1))
C
      NHL=NHULL(NOSTR)
C
      DO 1008 K=1,NHL
C
      EMB(K,I)=EMB(K,I)+FR(K,J,2)*(YLOG(I,J)+PPR-PPL+PPDR+PPDL)
      PIL(K,I)=PIL(K,I)+FR(K,J,3)*(YLOG(I,J)+PPR+PPL+PPCR+PPCL)
      ROU(K,I)=ROU(K,I)+FR(K,J,4)*(YLOG(I,J)+PPR-PPL+PPDR+PPDL)
      CAV(K,I)=CAV(K,I)+FR(K,J,1)*(YLOG(I,J)+PPR+PPL+PPCR+PPCL)
C
 1008 CONTINUE
C
C
C
C     CALCULO DA INTEGRAL-L (SEGUNDO MEMBRO)
C
      PWR=PI2*(EJ2*(SXR2*CSE(J)-CXR2*SNE(J))
```

```
     1         - EJ1*(SXR1*CSE(J)-CXR1*SNE(J)))
      PWR=PWR/UN
C
      DO 1009 K=1,NHL
C
      EMB(K,NI)=EMB(K,NI)-FR(K,J,2)*(PWR-PWL+PWDR+PWDL)
      PIL(K,NI)=PIL(K,NI)-FR(K,J,3)*(PWR+PWL+PWCR+PWCL)
      ROU(K,NI)=ROU(K,NI)-FR(K,J,4)*(PWR-PWL+PWDR+PWDL)
      CAV(K,NI)=CAV(K,NI)-FR(K,J,1)*(PWR+PWL+PWCR+PWCL)
C
 1009 CONTINUE
C
C
      IF(J-NON)2,1,1
    2 XR2=XR1
      YR2=YR1
      CXR2=CXR1
      SXR2=SXR1
      RAR2=RAR1
      RBR2=RBR1
      CR2=CR1
      SR2=SR1
      EJ2=EJ1
C
    1 CONTINUE
C
C
      K=1
C
      IF(IDUMP .LT. 2) GO TO 215
      DO 210 I = 1,NIK
      WRITE(6,203) I
  203 FORMAT(1X,4HI = ,I4)
      WRITE(6,206) (CT1(I,J),J=1,NIK)
  206 FORMAT(1X,5HCT1= ,10E10.4)
  210 CONTINUE
      WRITE(6,207) (PIL(1,I),I=1,NIK)
      WRITE(6,207) (PIL(2,I),I=1,NIK)
  207 FORMAT(1X,6HPIL = ,9X,10E10.4)
      WRITE(6,2070) (EMB(1,I),I=1,NIK)
      WRITE(6,2070) (EMB(2,I),I=1,NIK)
 2070 FORMAT(1X,6HEMB = ,9X,10E10.4)
      WRITE(6,2071) (ROU(1,I),I=1,NIK)
      WRITE(6,2071) (ROU(2,I),I=1,NIK)
 2071 FORMAT(1X,6HROU = ,9X,10E10.4)
  215 CONTINUE
C
C
      DO 1011 J=1,NIK
C
      X1(J)=CAV(K,J)
      X2(J)=EMB(K,J)
      X3(J)=PIL(K,J)
      X4(J)=ROU(K,J)
C
 1011 CONTINUE
C
C     SOLUCAO DOS SISTEMAS LINEARES:
C                    HEAVE (PIL)
      CALL CHARPN(CT1,X3,NIK,1,KS)
```

```
      IF(KS.EQ.1) GO TO 100
C                 SURGE  (CAV)
      CALL CHARPN(CT1,X1,NIK,1,KS)
      IF(KS.EQ.1) GO TO 100
C                 SWAY   (EMB)
      CALL CHARPN(CT1,X2,NIK,1,KS)
      IF(KS.EQ.1) GO TO 100
C                 ROLL   (ROU)
      CALL CHARPN(CT1,X4,NIK,1,KS)
      IF(KS.EQ.1) GO TO 100
C
      IF(IDUMP .EQ. 0) GO TO 625
      WRITE(6,208) (X3(I),I=1,NIK)
      WRITE(6,209) (X2(I),I=1,NIK)
  208 FORMAT(/,1X,'POTENCIAL DE ARFAGEM=',10E10.4)
  209 FORMAT(/,1X,'POTENCIAL DE GUINADA=',10E10.4)
  625 CONTINUE
C
C     GERA PRESSOES DINAMICAS
C
      DO 8 N=1,NON
C
      NI=NON+N
C
C     ARMAZENA POTENCIAIS PARA CILINDROS CONECTADOS RIGIDAMENTE OU
C     NAO, SEPARADAMENTE:
C
      IF(METH .EQ. 1) GO TO 7010
C
      PDR(1,N)=X1(N)
      PDI(1,N)=X1(NI)
      PDR(2,N)=X2(N)
      PDI(2,N)=X2(NI)
      PDR(3,N)=X3(N)
      PDI(3,N)=X3(NI)
      PDR(4,N)=X4(N)
      PDI(4,N)=X4(NI)
      PDR(5,N)=-DIP*PDR(3,N)
      PDR(6,N)=DIP*PDR(2,N)
      PDI(5,N)=-DIP*PDI(3,N)
      PDI(6,N)=DIP*PDI(2,N)
      GO TO 8
C
 7010 PDRH(1,N)=X1(N)
      PDIH(1,N)=X1(NI)
      PDRH(2,N)=X2(N)
      PDIH(2,N)=X2(NI)
      PDRH(3,N)=X3(N)
      PDIH(3,N)=X3(NI)
      PDRH(4,N)=X4(N)
      PDIH(4,N)=X4(NI)
      PDRH(5,N)=-DIP*PDRH(3,N)
      PDRH(6,N)= DIP*PDRH(2,N)
      PDIH(5,N)=-DIP*PDIH(3,N)
      PDIH(6,N)= DIP*PDIH(2,N)
C
    8 CONTINUE
C
      DO 7 N=1,NON
      DO 7 I=1,6
```

```
C
      IF(METH .EQ. 1) GO TO 7020
      PDR(I,N)=PDR(I,N)*OM
      PDI(I,N)=PDI(I,N)*OM
      GO TO 7
C
7020  PDRH(I,N)=PDRH(I,N)*OM
      PDIH(I,N)=PDIH(I,N)*OM
7     CONTINUE
      GO TO 9
C
 100  WRITE(IMP,6000)
 6000 FORMAT(1X,'DETERMINANTE DO SISTEMA E IGUAL A ZERO',/)
9     CONTINUE
C
C
C
      RETURN
      END
                                                                    SE
==========================================================================

      SUBROUTINE NDWAVE(DIP,WNM,OM,IDEPTH,H,BETA,M,YM,ZM,GDIR,GDII
     &            ,HDIR,HDII)
C
C     NDWAVE CALCULA A DERIVADA NORMAL DO POTENCIAL DE ONDA INCIDENTE
C     NOS PONTOS M DO CASCO. ESSA DERIVADA E SUBDIVIDIDA EM DUAS PARTES,
C     GDI E HDI, CORRESPONDENTES AS EXPRESSOES DO PAPER DE J. MATHISEN &
C     C.A.CARLSEN (1980). AS EXPRESSOES COMPLEXAS PARA GDI  E  HDI  SAO
C     EXPLICITADAS AINDA NAS COMPONENTES REAIS  (GDIR,HDIR)  E  IMAGI -
C     NARIAS (GDII,HDII).
C
      COMMON/CONST/G,PI,TOPI,RHO,CL,TVOL
C
      COMMON/HULGEO/NHULL(20),ISYM(20),NP(20,2),YC(20,2),ZC(20,2)
     &  ,YP(20,2,20),ZP(20,2,20),AKSI(40),ETA(40),YI(40),ZI(40)
     &  ,DS(40),EN(6,40),T(20,2)
C
      COMMON/XHULL/XS(20),DX(20),NOSTR,NOSS,ISTREF(20),XCB
C
C
C     DEFINE O POTENCIAL DE ONDA INCIDENTE;
C
      CBETA=COS(BETA)
      SBETA=SIN(BETA)
      ZMK=WNM*ZM
      EKZ=EXP(ZMK)
C
      X=DIP
C
      U=WNM*X*CBETA
      V=WNM*YM*SBETA
C
      FAC=(G/OM)*EKZ
C
C     ULTIMA LETRA 'C' = TERMOS PROPORCIONAIS A COS(V)
C     ULTIMA LETRA 'S' = TERMOS PROPORCIONAIS A SIN(V)
C
```

```
      FHISC= FAC*SIN(U)*COS(V)
      FHICS= FAC*COS(U)*SIN(V)
      FHICC=-FAC*COS(U)*COS(V)
      FHISS= FAC*SIN(U)*SIN(V)
C
C     CALCULA A COMPONENTE NORMAL DA VELOCIDADE DAS PARTICULAS D'AGUA
C
      GDIR  =WNM*(EN(3,M)*FHISC-EN(2,M)*SBETA*FHISS)
      HDIR  =WNM*(EN(3,M)*FHICS-EN(2,M)*SBETA*FHICC)
      GDII  =WNM*(EN(2,M)*SBETA*FHICS+EN(3,M)*FHICC)
      HDII  =WNM*(EN(2,M)*SBETA*FHISC+EN(3,M)*FHISS)
C
      RETURN
      END
                                                                          SE
==============================================================================

      SUBROUTINE RADFOR (WNML,OME,NF,IPRES)
C
C     RADFOR CALCULA AS FORCAS DE RADIACAO (COEFICIENTES DE MASSA ADI-
C     CIONADA E DE AMORTECIMENTO) PARA UMA DADA SECCAO.
C
C     VARIAVEIS DE ENTRADA: OME   = FREQUENCIA DE OSCILACAO*SQRT(CL/G)
C                           WNML  = NUMERO DE ONDA*CL
C                           NF    = NUMERO DA FREQUENCIA
C                           IPRES= 0 : CALCULA PRESSOES DE RADIACAO
C                                = 1 : NAO CALCULA PRESSOES
C
C
      COMMON/DMP/IDUMP
C
      COMMON/CONST/G,PI,TOPI,RHO,CL,TVOL
C
      COMMON/HULGEO/NHULL(20),ISYM(20),NP(20,2),YC(20,2),ZC(20,2)
     &,YP(20,2,20),ZP(20,2,20),AKSI(40),ETA(40),YI(40),ZI(40),DL(40)
     & ,EN(6,40),T(20,2)
C
      COMMON/XHULL/ST(20),DS(20),NOSTR,NOSS,ISTREF(20),XCB
C
      COMMON/HYDCOF/A11(6,6),A12(6,6),A21(6,6),A22(6,6)
     &              ,B11(6,6),B12(6,6),B21(6,6),B22(6,6)
C
      COMMON/DYNPRE/PDR(6,40),PDI(6,40),PDRH(6,40),PDIH(6,40)
C
      COMMON/CYLMOV/CYLCOD(2),ISUBM,METH
C
C     REDEFINE FREQUENCIA E NUMERO DE ONDA COM O COMPRIMENTO CL/2
C
      OM=OME/SQRT(2.)
      WNM=WNML*0.5
C
      IF(IPRES .EQ. 1) GO TO 50
C
C     CALCULO DAS PRESSOES DE RADIACAO
C
      CALL UOPOT (WNM,OM,NF)
C
50    CONTINUE
```

```
C
C     CALCULO DAS FORCAS HIDRODINAMICAS (PARTES REAL E IMAGINARIA) E
C     MASSA ADICIONADA E AMORTECIMENTO.
C     CASO NO. 1 :
C
C     K = 1,L = 1
C
      DO 100 I=1,6
      DO 100 J=1,6
      A11(I,J)=0.
      A12(I,J)=0.
      A21(I,J)=0.
      A22(I,J)=0.
      B11(I,J)=0.
      B12(I,J)=0.
      B21(I,J)=0.
      B22(I,J)=0.
  100 CONTINUE
C
C     DEFINE FATORES UTILIZADOS NA ADIMENSIONALIZACAO DOS COEFICIENTES
C     DE MASSA ADICIONADA E AMORTECIMENTO.
C
      EL=CL*0.5
      TVOLD = TVOL*(EL**3.)
      FACA12 = EL**3/TVOLD
      FACA13 = FACA12/2.
      FACA14 = FACA12/4.
      FACA22 = FACA12
      FACA23 = FACA13
      FACA24 = FACA14
C
      FACB12 = FACA12*SQRT(2.)
      FACB13 = FACB12/2.
      FACB14 = FACB12/4.
      FACB22 = FACB12
      FACB23 = FACB13
      FACB24 = FACB14
C
      NSEG1 = NP(NOSTR,1)-1
      NSEG2 = NP(NOSTR,2)-1
      NS1=NSEG+1
      NS2=NSEG1+NSEG2
C
C     LOOP SOBRE OS MODOS DE MOVIMENTO
C
      DO 200 I = 1,6
      DO 200 J = 1,6
C
C     LOOP NOS SEGMENTOS
C
      DO 150 N = 1,NSEG1
C
      A11(I,J) = A11(I,J) + PDR(I,N)*EN(J,N)*DL(N)/OM**2
C
      B11(I,J) = B11(I,J) + PDI(I,N)*EN(J,N)*DL(N)/OM
C
  150 CONTINUE
C
      A11(I,J) = A11(I,J)*DS(NOSTR)
      B11(I,J) = B11(I,J)*DS(NOSTR)
```

```
C
      IF(I .LT. 4 .AND. J .GE. 4) GO TO 160
      IF(I .GE. 4 .AND. J .LT. 4) GO TO 160
C     (I,J) = 1,2,3  OU (I,J) = 4,5,6 :
      IF(I .GE. 4 .AND. J .GE. 4) GO TO 155
C     (I,J) = 1,2,3 :
C
      A11(I,J) = A11(I,J)*FACA12
      B11(I,J) = B11(I,J)*FACB12
C
      GO TO 200
C     (I,J) = 4,5,6 :
C
  155 A11(I,J) = A11(I,J)*FACA14
      B11(I,J) = B11(I,J)*FACB14
C
      GO TO 200
C     I = 1,2,3 E J = 4,5,6 OU I = 4,5,6 E J = 1,2,3 :
  160 A11(I,J) = A11(I,J)*FACA13
      B11(I,J) = B11(I,J)*FACB13
C
  200 CONTINUE
C
C     CASCO NO 2 : K = L = 2
C
C
C     LOOP SOBRE OS MODOS DE MOVIMENTO
C
      DO 400 I = 1,6
      DO 400 J = 1,6
C
C     LOOP NOS SEGMENTOS
C
      DO 350 N = NS1,NS2
C
      A22(I,J) = A22(I,J) + PDR(I,N)*EN(J,N)*DL(N)/OM**2
C
      B22(I,J) = B22(I,J) + PDI(I,N)*EN(J,N)*DL(N)/OM
C
  350 CONTINUE
C
      A22(I,J) = A22(I,J)*DS(NOSTR)
      B22(I,J) = B22(I,J)*DS(NOSTR)
C
      IF(I .LT. 4 .AND. J .GE. 4) GO TO 360
      IF(I .GE. 4 .AND. J .LT. 4) GO TO 360
C     (I,J) = 1,2,3  OU (I,J) = 4,5,6 :
      IF(I .GE. 4 .AND. J .GE. 4) GO TO 355
C     (I,J) = 1,2,3 :
C
      A22(I,J) = A22(I,J)*FACA22
      B22(I,J) = B22(I,J)*FACB22
C
      GO TO 400
C     (I,J) = 4,5,6 :
C
  355 A22(I,J) = A22(I,J)*FACA24
      B22(I,J) = B22(I,J)*FACB24
C
      GO TO 400
```

```
C         I = 1,2,3 E J = 4,5,6 OU I = 4,5,6 E J = 1,2,3
  360 A22(I,J) = A22(I,J)*FACA23
      B22(I,J) = B22(I,J)*FACB23
C
  400 CONTINUE
C
C
C     FIM DOS CALCULOS. RETORNA A SPT407.
C
      RETURN
      END
                                                                    SE
==========================================================================

      SUBROUTINE RADFO2 (WNML,OME)
C
C     RADFOR CALCULA AS FORCAS DE RADIACAO (COEFICIENTES DE MASSA ADI-
C     CIONADA E DE AMORTECIMENTO) PARA UMA DADA SECCAO.
C     AS PRESSOES DEVEM TER SIDO CALCULADAS PREVIAMENTE. RADFO2 SOMENTE
C     EFETUA A INTEGRACAO DAS MESMAS.
C
C     VARIAVEIS DE ENTRADA: OME  = FREQUENCIA DE OSCILACAO*SQRT(CL/G)
C                           WNML = NUMERO DE ONDA*CL
C
C
      COMMON/DMP/IDUMP
C
      COMMON/CONST/G,PI,TOPI,RHO,CL,TVOL
C
      COMMON/HULGEO/NHULL(20),ISYM(20),NP(20,2),YC(20,2),ZC(20,2)
     &,YP(20,2,20),ZP(20,2,20),AKSI(40),ETA(40),YI(40),ZI(40),DL(40)
     & ,EN(6,40),T(20,2)
C
      COMMON/XHULL/ST(20),DS(20),NOSTR,NOSS,ISTREF(20),XCB
C
      COMMON/HYDCOF/A11(6,6),A12(6,6),A21(6,6),A22(6,6)
     &             ,B11(6,6),B12(6,6),B21(6,6),B22(6,6)
C
      COMMON/DYNPRE/PDR(6,40),PDI(6,40),PDRH(6,40),PDIH(6,40)
C
      COMMON/CYLMOV/CYLCOD(2),ISUBM,METH
C
C     REDEFINE FREQUENCIA E NUMERO DE ONDA COM O COMPRIMENTO CL/2
C
      OM=OME/SQRT(2.)
      WNM=WNML*0.5
C
C
C     CALCULO DAS FORCAS HIDRODINAMICAS (PARTES REAL E IMAGINARIA) E
C     MASSA ADICIONADA E AMORTECIMENTO.
C     CASCO NO. 1 :
C
C     K = 1,L = 1
C
      DO 100 I=1,6
      DO 100 J=1,6
      A11(I,J)=0.
      A12(I,J)=0.
```

```
      A21(I,J)=0.
      A22(I,J)=0.
      B11(I,J)=0.
      B12(I,J)=0.
      B21(I,J)=0.
      B22(I,J)=0.
  100 CONTINUE
C
C     DEFINE FATORES UTILIZADOS NA ADIMENSIONALIZACAO DOS COEFICIENTES
C     DE MASSA ADICIONADA E DE AMORTECIMENTO.
C
      EL=CL*0.5
      TVOLD = TVOL*(EL**3.)
      FACA12 = EL**3/TVOLD
      FACA13 = FACA12/2.
      FACA14 = FACA12/4.
      FACA22 = FACA12
      FACA23 = FACA13
      FACA24 = FACA14
C
      FACB12 = FACA12*SQRT(2.)
      FACB13 = FACB12/2.
      FACB14 = FACB12/4.
      FACB22 = FACB12
      FACB23 = FACB13
      FACB24 = FACB14
C
      NSEG1 = NP(NOSTR,1)-1
      NSEG2 = NP(NOSTR,2)-1
      NS1=NSEG1+1
      NS2=NSEG1+NSEG2
C
      IF(IDUMP .EQ. 0) GO TO 120
      WRITE(6,111) EL,TVOLD,NSEG1,NSEG2,NS1,NS2,OM
111   FORMAT(/,1X,'RADF02: EL,TVOLD,NSEG1,NSEG2,NS1,NS2,OM=',
     & 2E10.4,4I4,F7.3)
      DO 115 I=1,6
C
      WRITE(6,112) I
112   FORMAT(1X,'I=',I3)
      WRITE(6,113) (PDR(I,N),N=1,NS2)
113   FORMAT(1X,'PDR=',10E10.4)
      WRITE(6,114) (PDI(I,N),N=1,NS2)
114   FORMAT(1X,'PDI=',10E10.4)
115   CONTINUE
C
      DO 118 I=2,4
      WRITE(6,112) I
      WRITE(6,116) (EN(I,N),N=1,NS2)
116   FORMAT(1X,'EN=',10E10.4)
118   CONTINUE
      WRITE(6,119) (DL(N),N=1,NS2)
119   FORMAT(1X,'DL=',10E10.4)
120   CONTINUE
C
C
C     LOOP SOBRE OS MODOS DE MOVIMENTO
C
      DO 200 I = 1,6
      DO 200 J = 1,6
```

```
C
C     LOOP NOS SEGMENTOS
C
      DO 150 N = 1,NSEG1
C
      A11(I,J) = A11(I,J) + PDR(I,N)*EN(J,N)*DL(N)/OM**2
C
      B11(I,J) = B11(I,J) + PDI(I,N)*EN(J,N)*DL(N)/OM
C
  150 CONTINUE
C
      A11(I,J) = A11(I,J)*DS(NOSTR)
      B11(I,J) = B11(I,J)*DS(NOSTR)
C
      IF(I .LT. 4 .AND. J .GE. 4) GO TO 160
      IF(I .GE. 4 .AND. J .LT. 4) GO TO 160
C     (I,J) = 1,2,3 OU (I,J) = 4,5,6 :
      IF(I .GE. 4 .AND. J .GE. 4) GO TO 155
C     (I,J) = 1,2,3 :
C
      A11(I,J) = A11(I,J)*FACA12
      B11(I,J) = B11(I,J)*FACB12
C
      GO TO 200
C     (I,J) = 4,5,6 :
C
  155 A11(I,J) = A11(I,J)*FACA14
      B11(I,J) = B11(I,J)*FACB14
C
      GO TO 200
C     I = 1,2,3 E J = 4,5,6 OU I = 4,5,6 E J = 1,2,3 :
  160 A11(I,J) = A11(I,J)*FACA13
      B11(I,J) = B11(I,J)*FACB13
C
  200 CONTINUE
C
C     CASCO NO 2 : K = L = 2
C
C
C     LOOP SOBRE OS MODOS DE MOVIMENTO
C
      DO 400 I = 1,6
      DO 400 J = 1,6
C
C     LOOP NOS SEGMENTOS
C
      DO 350 N = NS1,NS2
C
      A22(I,J) = A22(I,J) + PDR(I,N)*EN(J,N)*DL(N)/OM**2
C
      B22(I,J) = B22(I,J) + PDI(I,N)*EN(J,N)*DL(N)/OM
C
  350 CONTINUE
C
      A22(I,J) = A22(I,J)*DS(NOSTR)
      B22(I,J) = B22(I,J)*DS(NOSTR)
C
      IF(I .LT. 4 .AND. J .GE. 4) GO TO 360
      IF(I .GE. 4 .AND. J .LT. 4) GO TO 360
C     (I,J) = 1,2,3 OU (I,J) = 4,5,6 :
```

```
      IF(I .GE. 4 .AND. J .GE. 4)GO TO 355
C     (I,J) = 1,2,3 :
C
      A22(I,J) = A22(I,J)*FACA22
      B22(I,J) = B22(I,J)*FACB22
C
      GO TO 400
C     (I,J) = 4,5,6 :
C
  355 A22(I,J) = A22(I,J)*FACA24
      B22(I,J) = B22(I,J)*FACB24
C
      GO TO 400
C     I = 1,2,3 E J = 4,5,6 OU I = 4,5,6 E J = 1,2,3
  360 A22(I,J) = A22(I,J)*FACA23
      B22(I,J) = B22(I,J)*FACB23
C
  400 CONTINUE
C

C
      IF(IDUMP .EQ. 0) GO TO 900
      WRITE(6,401)
401   FORMAT(/,1X,'I    A11(I,J),J=1,6     B11(I,J),J=1,6 ')
      DO 500 I=1,6
C
      WRITE(6,411) I,(A11(I,J),J=1,6),I,(B11(I,J),J=1,6)
411   FORMAT(1X,I2,6F10.6,I2,6F10.6)
500   CONTINUE
C
C     FIM DOS CALCULOS. RETORNA A SPT407.
C
900   CONTINUE
      RETURN
      END
```

SE

==

FO
FO

```
      SUBROUTINE SPT407(NFR,OMIN,OMAX)
C
C
C     O CALCULO DAS FORCAS DE RADIACAO, MASSA ADICIONADA E AMORTECIMENTO
C     E EFETUADO PELO METODO DE POTASH COM A MODIFICACAO DE T.F.OGILVIE
C     NECESSARIA PARA PREVER AS FORCAS INTERNAS ENTRE OS PONTOES.
C
C
C
      DIMENSION AR1(240),AR2(240),AR3(240),AR4(240),A(200),B(200)
C
      DIMENSION ALFA(20,10),BETA(20,10),OMEN(20),NS(2)
C
C
      COMMON/DMP/IDUMP
C
      COMMON/CONST/G,PI,TOPI,RHO,CL,TVOL
C
```

```
      COMMON/HULGEO/NHULL(20),ISYM(20),NP(20,2),YC(20,2)
     & ,ZC(20,2),YP(20,2,20),ZP(20,2,20),AKSI(40),ETA(40)
     & ,YI(40),ZI(40),DL(40),EN(6,40),T(20,2)
C
      COMMON/XHULL/ST(20),DS(20),K,NOSS,ISTREF(20),XCB
C
      COMMON/FREQIN/BLOG(72,72),YLOG(72,72),CSE(40),SNE(40)
C
      COMMON/DYNPRE/PDRR(6,40),PDIR(6,40),PDRH(6,40),PDIH(6,40)
C
      COMMON/CYLMOV/CYLCOD(2),ISUBM,METH
C
      COMMON/HYDCOF/A11(6,6),A12(6,6),A21(6,6),A22(6,6)
     &              ,B11(6,6),B12(6,6),B21(6,6),B22(6,6)
C
C
      IF(IDUMP.GT.0)   WRITE(6,9900)
      EL=0.5*CL
C
      IF(IDUMP.GT.0)   WRITE(6,9920)TVOL,NFR,NOSS,XCB,OMIN,OMAX,EL,RHO,G
C
      TPST=XCB
C
C     ZERA MATRIZES DE MASSA ADICIONADA E DE AMORTECIMENTO:
C
      DO 25 N=1,NFR
      DO 25 I=1,10
      ALFA(N,I)=0.
      BETA(N,I)=0.
25    CONTINUE
C
C     GERA VETOR DAS FREQUENCIAS:
C
      DOME=(OMAX-OMIN)/(NFR-1)
      OMEN(1)=OMIN
      DO 27  N=2,NFR
27    OMEN(N)=OMEN(N-1) + DOME
      MOM=NOSS
C
      IPOS1=1
      IPOS2=21
      IPOS3=41
      IPOS4=61
      IPOS5=81
      IPOS6=101
      IPOS7=121
      IPAR=1
C
C     LOOP SOBRE OS SUBELEMENTOS ('STRIPS')
C
      DO 32 K=1,MOM
C
C
      WRITE(6,51) K
 51   FORMAT(//,1X,'FAIXA NO : K=',I3)
55    CONTINUE
C
C     GERA PONTOS COORDENADOS, COMPRIMENTOS DOS SEGMENTOS, COMPONENTES
C     DO VETOR NORMAL UNITARIO E ARMAZENA NO BLOCO COMMON 'HULGEO':
C
```

```
C      DIP = DISTANCIA DA SECCAO DO CATAMARA AO L.C.B.
C
       DIP = ST(K) - TPST
C
       CALL HLG407 (DIP)
C
C      AS COORDENADAS DOS PONTOS DE AMBOS OS CASCOS SAO ARMAZENADAS
C      NO SISTEMA GLOBAL:
C
C
       NS(1)=NP(K,1)-1
       NS(2)=NP(K,2)-1
       NSEG=NS(1)+NS(2)
C
C      PARAMETROS GEOMETRICOS:
C
C
       WRITE(6,120) DIP,NS(1),NS(2),T(K,1),T(K,2)
120    FORMAT(/,' SPT407: DIP= ',E10.4,' NS(1)=',I2,' NS(2)=',I2,2X
     & ,'T(K,1),T(K,2) = ',2(F7.3,1X))
       WRITE(6,125)
125    FORMAT(5X,'NO    AKSI      ETA        YI        ZI        DL
     &  EN(2,J)   EN(3,J)   EN(4,J)')
C
       DO 130 J=1,NSEG
C
       IF(J .GT. NS(1)) GO TO 128
C
C      CASCO NO 1:
C
       WRITE(6,126)J,AKSI(J),ETA(J),YI(J),ZI(J),DL(J),EN(2,J),EN(3,J)
     & ,EN(4,J)
126    FORMAT(5X,I3,1X,8(1PE10.4))
       GO TO 130
C
C      CASCO NO 2:
C
128    NSP1=NS(1)+1
       IF(J .GT. NSP1) GO TO 129
       WRITE(6,127) AKSI(J),ETA(J)
127    FORMAT(9X,2(1PE10.4))
129    WRITE(6,126)J,AKSI(J+1),ETA(J+1),YI(J),ZI(J),DL(J),EN(2,J)
     &    ,EN(3,J),EN(4,J)
C
130    CONTINUE
C
       WRITE(6,127) AKSI(NSEG+2),ETA(NSEG+2)
C
200    CONTINUE
C
C      ARMAZENA DADOS GEOMETRICOS NO FILE 8 PARA ESSA FAIXA:
C
C
       WRITE(8=IPOS1,1113)(AKSI(II),II=1,40)
       WRITE(8=IPOS2,1113)( ETA(II),II=1,40)
       WRITE(8=IPOS3,1113)(  YI(II),II=1,40)
       WRITE(8=IPOS4,1113)(  ZI(II),II=1,40)
       WRITE(8=IPOS5,1113)(  DL(II),II=1,40)
       WRITE(8=IPOS6,1113)( SNE(II),II=1,40)
       WRITE(8=IPOS7,1113)( CSE(II),II=1,40)
```

```
C
 1113 FORMAT(40E10.4)
C
  205 IPOS1=IPOS1+1
      IPOS2=IPOS2+1
      IPOS3=IPOS3+1
      IPOS4=IPOS4+1
      IPOS5=IPOS5+1
      IPOS7=IPOS7+1
C
      KREF=ISTREF(K)
      IPRES=0
C
C     FAIXAS IGUAIS ?
C
      IF(KREF .EQ. K) GO TO 207
      IPRES=1
      IF(IDUMP .LT. 3) GO TO 207
      WRITE(6,206)  K,KREF
 206  FORMAT(/,1X,'FAIXA NO ',I3,' E IGUAL A NO ',I3)
207   CONTINUE
C
C     LOOP NAS FREQUENCIAS
C
      DO 53 N = 1,NFR
C
      OMEGA=OMEN(N)
      OML=OMEGA*SQRT(2.)
C
C     CALCULA O NUMERO DE ONDA UN (ADIMENSIONALIZADO EM RELACAO A L) DA
C     FORMULA DE DISPERSAO:
C
      ICODE=1
      CALL DISPRE (ICODE,IDEPTH,H,OML,WNL)
C
      WRITE(6,211) N,OML,WNL
211   FORMAT(/,1X,'SPT407: N = ',I3,' OML= ',F7.3,' WNL= ',F7.3)
C
C
C     SE  K  .NE.  KREF  LE AS PRESSOES PARA O STRIP K DO FILE 12:
C
      IF(KREF .EQ. K) GO TO 260
C
C
      READ(12=(N-1)*4+80*(KREF-1)+1,1114)(AR1(II),II=1,240)
      READ(12=(N-1)*4+80*(KREF-1)+2,1114)(AR2(II),II=1,240)
      READ(12=(N-1)*4+80*(KREF-1)+3,1114)(AR3(II),II=1,240)
      READ(12=(N-1)*4+80*(KREF-1)+4,1114)(AR4(II),II=1,240)
C
      DO 255 I=1,6
      DO 255 M=1,NSEG
      IM=(I-1)*NSEG+M
      PDRR(I,M)=AR1(IM)
      PDIR(I,M)=AR2(IM)
      PDRH(I,M)=AR3(IM)
      PDIH(I,M)=AR4(IM)
255   CONTINUE
C
C     ATUALIZA PRESSOES PARA BALANCO E GUINADA COM O NOVO BRACO (DIP):
C
```

```
      DO 256 M=1,NSEG
      PDRR(5,M)=-DIP*PDRR(3,M)
      PDIR(5,M)=-DIP*PDIR(3,M)
      PDRR(6,M)= DIP*PDRR(2,M)
      PDIR(6,M)= DIP*PDIR(2,M)
      PDRH(5,M)=-DIP*PDRH(3,M)
      PDIH(5,M)=-DIP*PDIH(3,M)
      PDRH(6,M)= DIP*PDRH(2,M)
      PDIH(6,M)= DIP*PDIH(2,M)
256   CONTINUE
C
260   CONTINUE
C
C     CALCULA PRESSOES DE RADIACAO, MASSA ADICIONADA E AMORTECIMENTO:
C     PARA STRIPS IGUAIS NAO CALCULA PRESSOES (IPRES=1)
C
      CALL RADFOR (WNL,OML,N,IPRES)
C
C
C     ARMAZENA PRESSOES NO FILE 12:
C
C
      DO 270 I=1,6
      WRITE(6,262) I
262   FORMAT(1X,'SPT407: I= ',I2)
      WRITE(6,266) (PDRR(I,M),M=1,NSEG)
      WRITE(6,266) (PDIR(I,M),M=1,NSEG)
      WRITE(6,266) (PDRH(I,M),M=1,NSEG)
      WRITE(6,266) (PDIH(I,M),M=1,NSEG)
 266  FORMAT(1X,'PRESSOES=',10E10.4)
270   CONTINUE
C
      DO 400 I=1,6
      DO 400 M=1,NSEG
      IM=(I-1)*NSEG + M
      AR1(IM)=PDRR(I,M)
      AR2(IM)=PDIR(I,M)
      AR3(IM)=PDRH(I,M)
      AR4(IM)=PDIH(I,M)
400   CONTINUE

      WRITE(12=IPAR  ,1114)(AR1(II),II=1,240)
      WRITE(12=IPAR+1,1114)(AR2(II),II=1,240)
      WRITE(12=IPAR+2,1114)(AR3(II),II=1,240)
      WRITE(12=IPAR+3,1114)(AR4(II),II=1,240)
 1114 FORMAT(240E10.4)
      IPAR=IPAR+4
C
C     COEFICIENTES TOTAIS DE MASSA ADICIONADA E DE AMORTECIMENTO:
C
      DO 500 I=1,6
C
      ALFA(N,I)=ALFA(N,I)+A11(I,I)+A22(I,I)
      BETA(N,I)=BETA(N,I)+B11(I,I)+B22(I,I)
500   CONTINUE
C
      ALFA(N,7)=ALFA(N,7)+A11(3,5)+A22(3,5)
      ALFA(N,8)=ALFA(N,8)+A11(2,6)+A22(2,6)
      ALFA(N,9)=ALFA(N,9)+A11(2,4)+A22(2,4)
      ALFA(N,10)=ALFA(N,10)+A11(4,6)+A22(4,6)
```

```
C
      BETA(N,7)=BETA(N,7)+B11(3,5)+B22(3,5)
      BETA(N,8)=BETA(N,8)+B11(2,6)+B22(2,6)
      BETA(N,9)=BETA(N,9)+B11(2,4)+B22(2,4)
      BETA(N,10)=BETA(N,10)+B11(4,6)+B22(4,6)
C
C     FIM DO LOOP SOBRE AS FREQUENCIAS
C
53    CONTINUE
C
      IF(IDUMP .EQ. 0) GO TO 32
      DO 3300 N=1,NFR
      OML=OMEN(N)*SQRT(2.)
      WRITE(6,3211) N,OML
3211  FORMAT(/,1X,'N=',I3,2X,'OML=',F10.4)
C
      WRITE(6,3212) (ALFA(N,I),I=1,10)
3212  FORMAT(1X,'ALFA=',10F10.4)
      WRITE(6,3213) (BETA(N,I),I=1,10)
3213  FORMAT(1X,'BETA=',10E10.4)
3300  CONTINUE
C
C     FIM DO LOOP SOBRE OS SUBELEMENTOS ('STRIPS')
C
32    CONTINUE
C
C     IMPRIME COEFICIENTES DE MASSA ADICIONADA E DE AMORTECIMENTO:
C
C
C
   47 FORMAT('PARA ELEMENTOS TIPO CATAMARA TEM-SE OS SEGUINTES VALORES',
     &///)
   48 FORMAT(1H1)
C
      WRITE(6,48)
      WRITE(6,47)
C
      WRITE(6,2235)
 2235 FORMAT(1X,'COEFICIENTES DE MASSA ADICIONADA ADIMENSIONAIS:')
      WRITE(6,2224)
 2224  FORMAT(7H OMEGA,7X,7H A(1,1),3X,7H A(2,2),3X,7H A(3,3),3X,7H A(4,
     *4),3X,7H A(5,5),3X,7H A(6,6),3X,7H A(3,5),3X,7H A(2,6),3X,7H A(2,4
     *),3X,7H A(4,6))
C
      DO 2225 N=1,NFR
      GXI=OMEN(N)*SQRT(2.)
C
      WRITE(6,2226) GXI,(ALFA(N,M),M=1,10)
C
 2225 CONTINUE
 2226 FORMAT(12F10.4)
C
      WRITE(6,2227)
 2227 FORMAT('COEFICIENTES DE AMORTECIMENTO ADIMENSIONAIS:')
      WRITE(6,2228)
 2228 FORMAT(6H OMEGA,8X,7H D(1,1),3X,7H D(2,2),3X,7H D(3,3),3X,7H D(4,4
     *),3X,7H D(5,5),3X,7H D(6,6),3X,7H D(3,5),3X,7H D(2,6),3X,7H D(2,4)
     *,3X,7H D(4,6))
C
      DO 2229 N=1,NFR
```

```
      GXI=OMEN(N)*SQRT(2.)
C
      WRITE(6,2226) GXI,(BETA(N,M),M=1,10)
C
 2229 CONTINUE
C
C     ARMAZENA COEFICIENTES NO FILE 8:
C
      IPAC=171
      IPBC=191
C
      DO 3010 N=1,NFR
C
      NN=N
C
      DO 3000 I=1,10
C
      NI=(N-1)*10 + I
      A(NI)=ALFA(NN,I)
      B(NI)=BETA(NN,I)
C
 3000 CONTINUE
C
      WRITE(8=IPAC,1115)(A(II),II=1,10)
      WRITE(8=IPBC,1115)(B(II),II=1,10)
 1115 FORMAT(10F10.4)
      IPAC=IPAC+1
      IPBC=IPBC+1
 3010 CONTINUE
C
C     IMPRIME SAIDA DA SUBROTINA SPT407.
C
      IF(IDUMP.GT.0)   WRITE(6,9910)
C
      RETURN
C
C         FORMATS
C
 9900 FORMAT(/'ENTRA SUBROTINA SPT407')
 9910 FORMAT ('DEIXA SUBROTINA SPT407')
 9920 FORMAT( 'COM PARAMETROS DE ENTRADA:'/
     &       5X,6HTVOL =,E10.3,7H  NFR =,I3,8H  NOSS =,I3,7H  XCB =,E10.3
     &       ,8H  OMIN =,E10.3,8H  OMAX =,E10.3,7H  EL  =,F7.3,7H  RHO =,
     &       E10.3/5X,6H  G  =,E10.3)
      END
                                                                      SE
================================================================================

      SUBROUTINE UOPOT (WNM,OM,NF)
C
C     UOPOT CALCULA AS PRESSOES HIDRODINAMICAS LINEARIZADAS EM DOIS
C     CILINDROS
C                               AS PRESSOES SAO CALCULADAS PELO METODO
C     DE FONTES E SORVEDOUROS DE R.POTASH (1970) COM A FUNCAO MODIFICADA
C     DE GREEN DE URSELL E OGILVIE (1978)  PARA O MOVIMENTO DE ARFAGEM,
C     E A MODIFICACAO DE R. BORRESEN (1980) COM A INTRODUCAO DE VORTICES
C     NECESSARIOS PARA ELIMINAR A OCORRENCIA DE FREQUENCIAS IRREGULARES
C
```

```
C
C     PARAMETROS DE ENTRADA: WNM  = NUMERO DE ONDA*CL/2
C                            OM   = FREQUENCIA DE OSCILACAO*SQRT(CL/2*G)
C                            NF   = NUMERO DA FREQUENCIA
C
      DIMENSION NS(2)
C
      COMMON/DMP/IDUMP
C
      COMMON/LOADSW/MLOAD
C
      COMMON/HULGEO/NHULL(20),ISYM(20),NP(20,2),YC(20,2),ZC(20,2)
     & ,YP(20,2,20),ZP(20,2,20),AKSI(40),ETA(40),YI(40),ZI(40),DL(40)
     & ,EN(6,40),T(20,2)
C
      COMMON/XHULL/ST(20),DS(20),NOSTR,NOSS,ISTREF(20),XCB
C
      COMMON/DYNPRE/PDR(6,40),PDI(6,40),PDRH(6,40),PDIH(6,40)
C
      COMMON/CYLMOV/CYLCOD(2),ISUBM,METH
C
      COMMON/FREQIN/BLOG(72,72),YLOG(72,72),CSE(40),SNE(40)
C
      IF(NF .GT. 1) GO TO 300
C
C
C     CALCULA OS TERMOS INDEPENDENTES DA FREQUENCIA
C
      CALL FINV4
C
  300 CONTINUE
C
C     CALCULA OS TERMOS DEPENDENTES DA FREQUENCIA E RESOLVE O SISTEMA
C     LINEAR DE EQUACOES ALGEBRICAS PARA OS POTENCIAIS DE VELOCIDADE
C     E AVALIA AS PRESSOES DINAMICAS.
C
C     1. MOVIMENTO DE CORPO RIGIDO:
C
      CYLCOD(1)=2.
      CYLCOD(2)=2.
      METH=0
C
      CALL KERN3 (WNM,OM)
C
C
      IF(MLOAD .EQ. 1) GO TO 400
C
C     2. MOVIMENTO EM OPOSICAO (OGILVIE) :
C
      METH=1
C
      CALL KERN3 (WNM,OM)
C
      GO TO 900
C
400   CONTINUE
      NS(1)=NP(NOSTR,1)-1
      NS(2)=NP(NOSTR,2)-1
      NSEG=NS(1)+NS(2)
C
```

```
      DO 500 I=1,6
C
      DO 500 M=1,NSEG
C
      PDRH(I,M)=0.
      PDIH(I,M)=0.
500   CONTINUE
C
900   CONTINUE
      RETURN
      END
```

```
=========================================================================================

      NO ERRORS DETECTED.  NUMBER OF CARDS = 3095.
      COMPILATION TIME = 204 SECONDS ELAPSED,  34.18 SECONDS PROCESSING(5433 CPM).
      D2 STACK SIZE = 121 WORDS.  FILESIZE = 28340 WORDS.  ESTIMATED CORE STORAGE
      TOTAL PROGRAM CODE = 6117 WORDS.  ARRAY STORAGE = 27691 WORDS.
      NUMBER OF PROGRAM SEGMENTS = 34.  NUMBER OF DISK SEGMENTS = 500.
      PROGRAM CODE FILE = (117PNV)NVPONT/NOVO/OBJ ON PACK.
      COMPILER COMPILED ON 09/07/79 (FORTRAN ON PACK).
```

APÊNDICE A.IV

RESULTADOS COMPUTACIONAIS - COMPARAÇÃO GRÁFICA

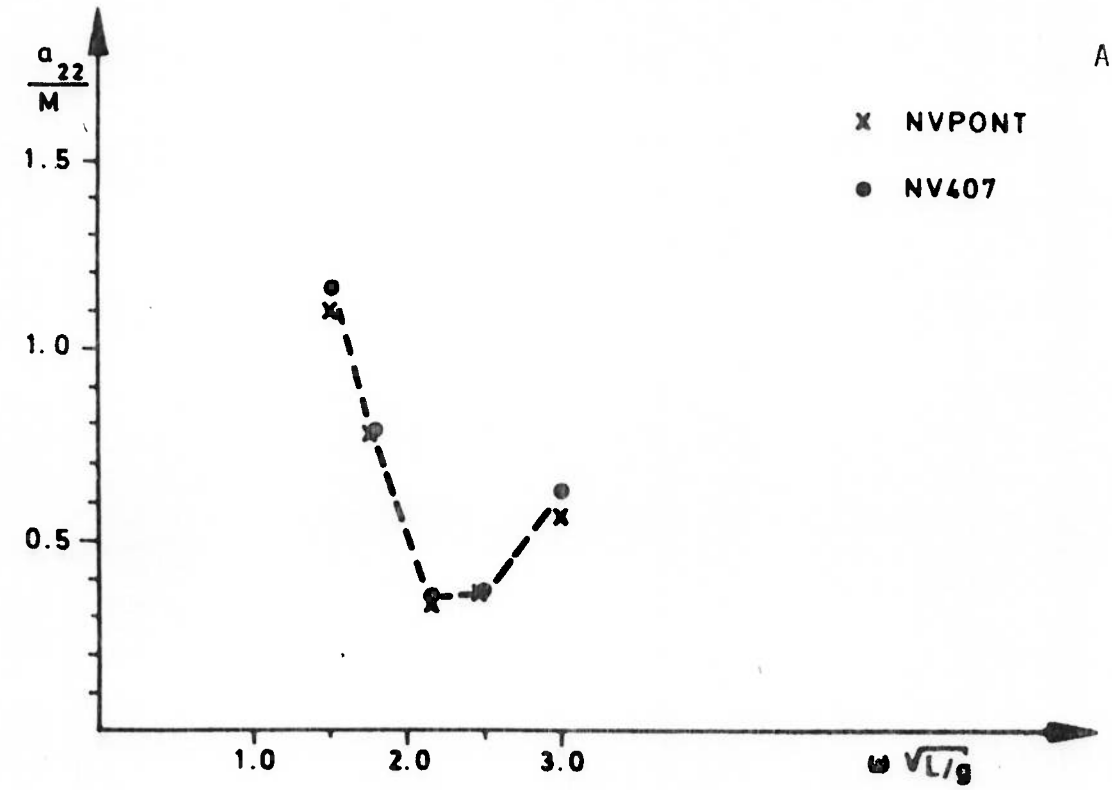

$\frac{a_{22}}{M}$
1.5
1.0
0.5
1.0
2.0
3.0
$\omega\sqrt{L/g}$
x NVPONT
● NV407

FIG.A.1

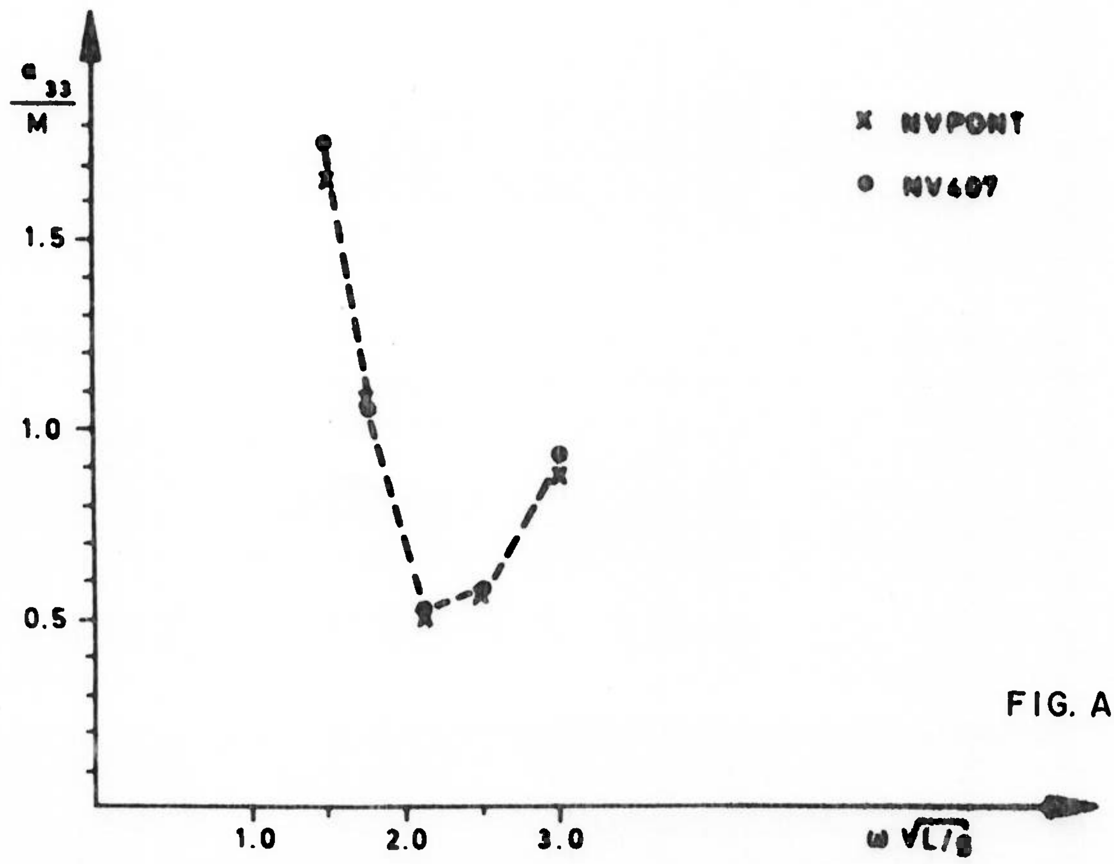
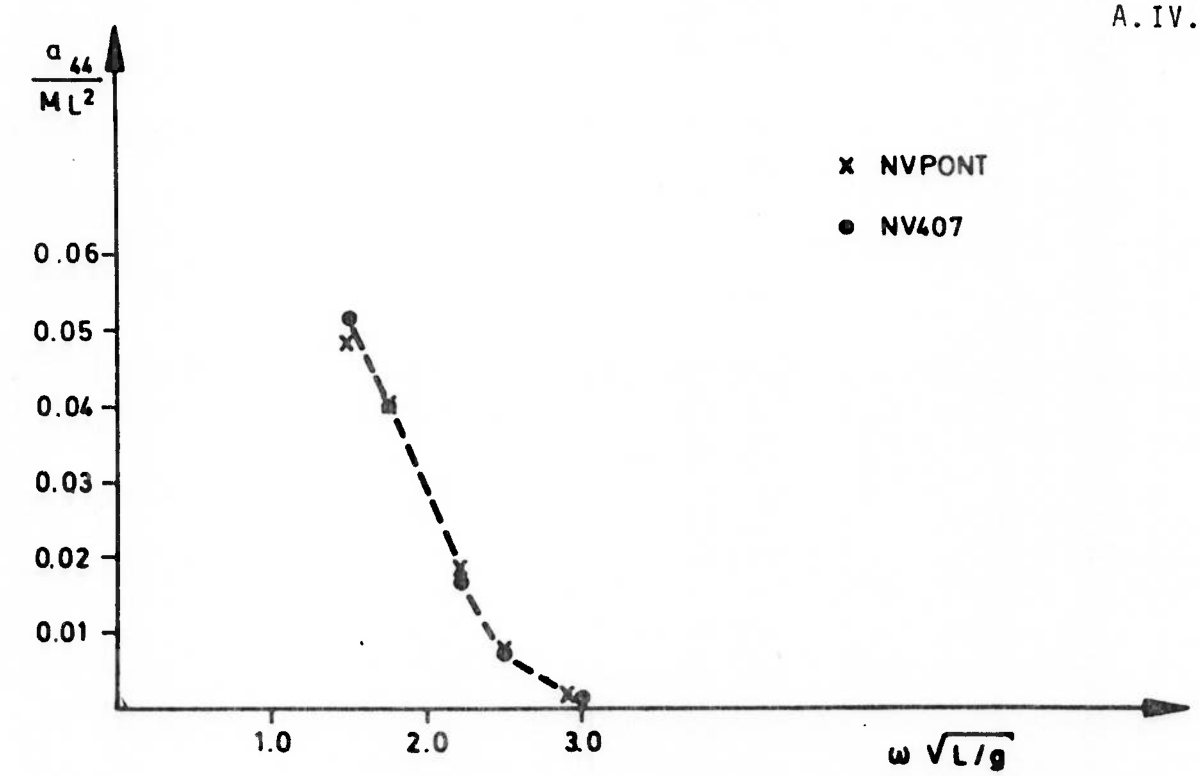
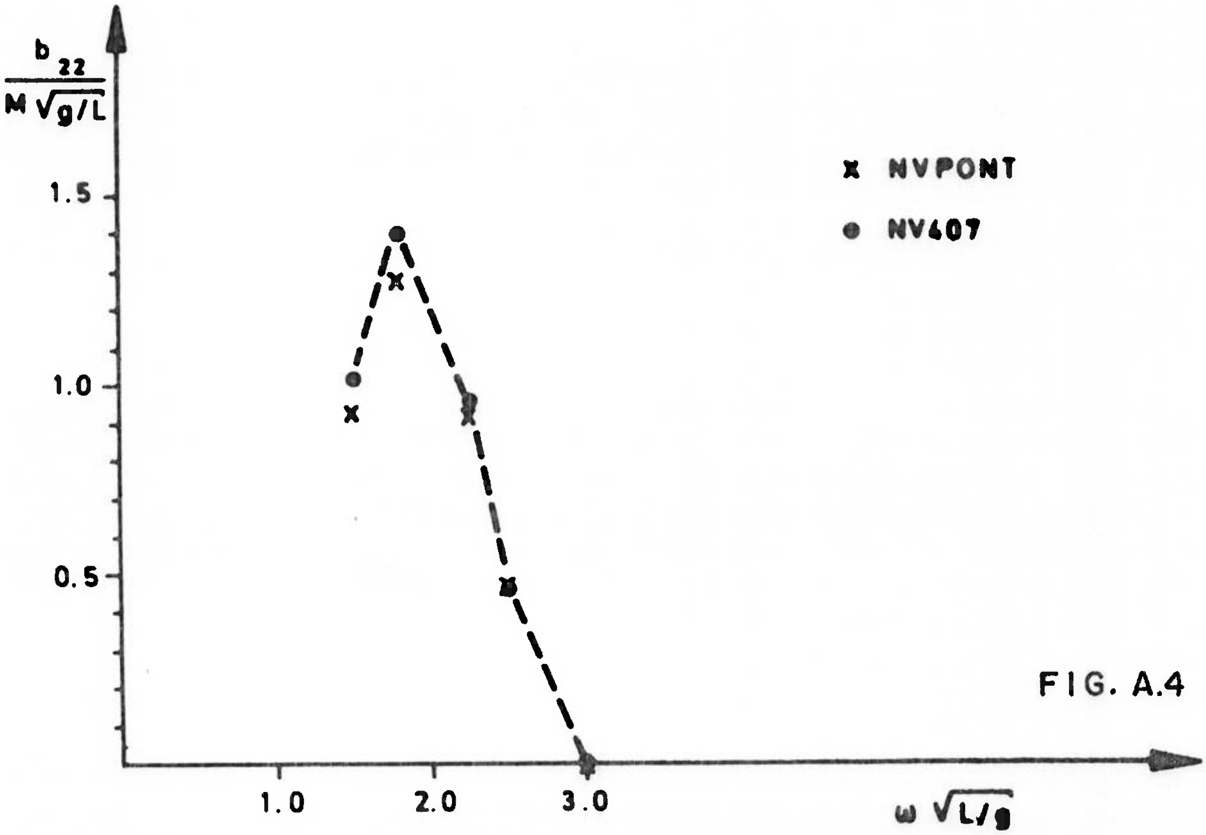

$\frac{a_{33}}{M}$
1.5
1.0
0.5
1.0
2.0
3.0
$\omega\sqrt{L/g}$
x NVPONT
● NV407

FIG. A.2



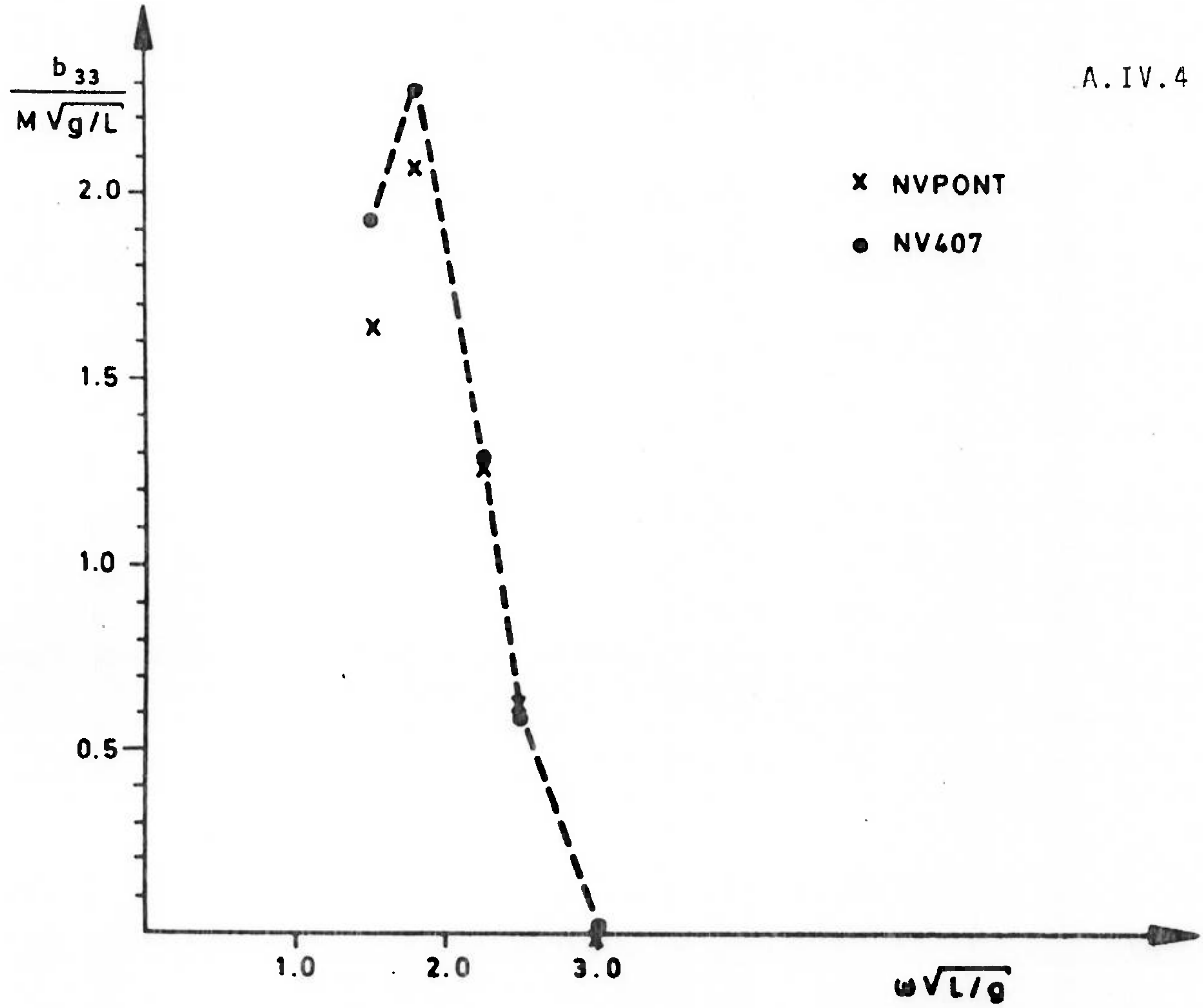
$\frac{a_{44}}{ML^2}$
x NVPONT
● NV407
0.06
0.05
0.04
0.03
0.02
0.01
1.0
2.0
3.0
$\omega\sqrt{L/g}$

FIG. A.3



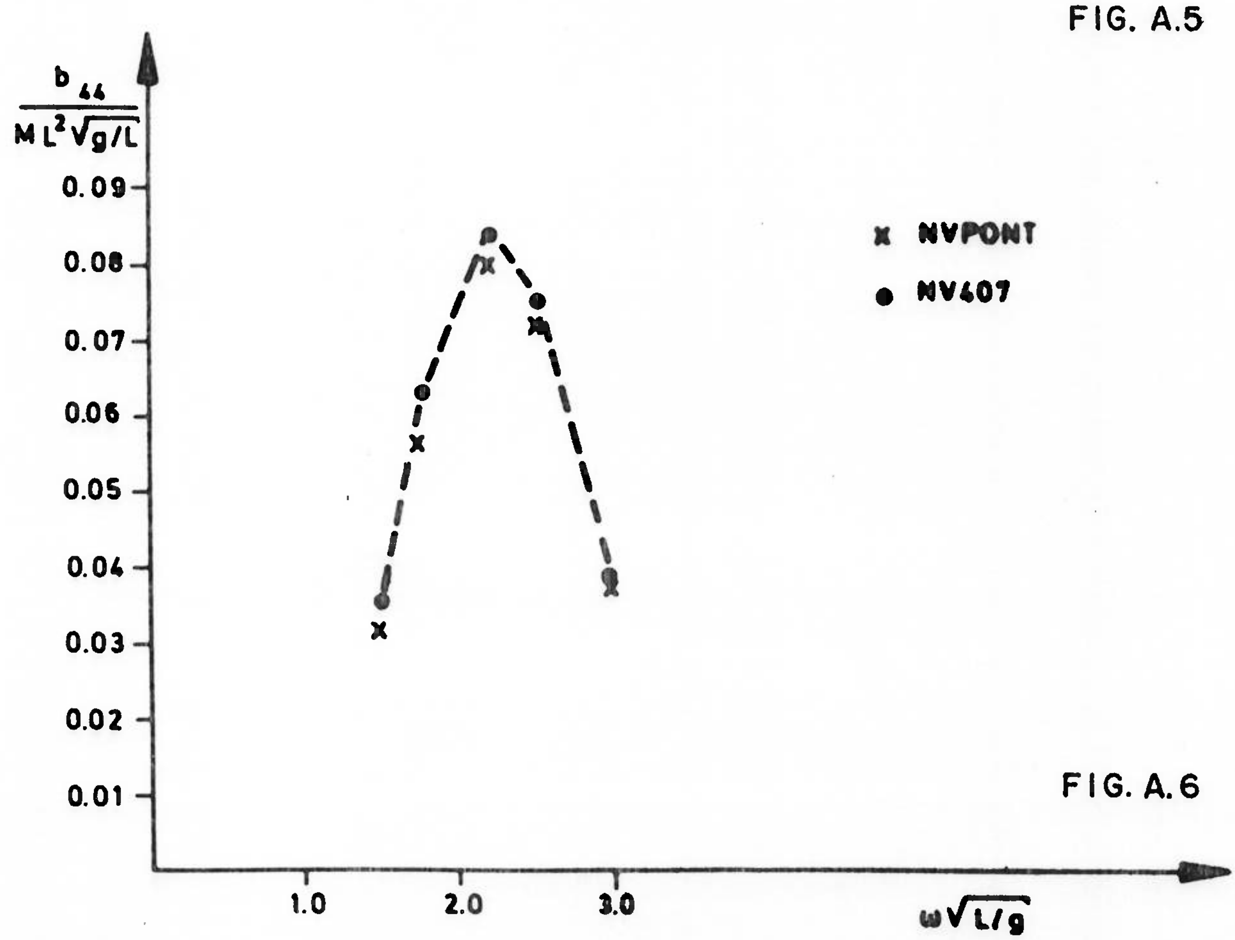
$\frac{b_{22}}{M\sqrt{g/L}}$
x NVPONT
● NV407
1.5
1.0
0.5
1.0
2.0
3.0
$\omega\sqrt{L/g}$

FIG. A.4



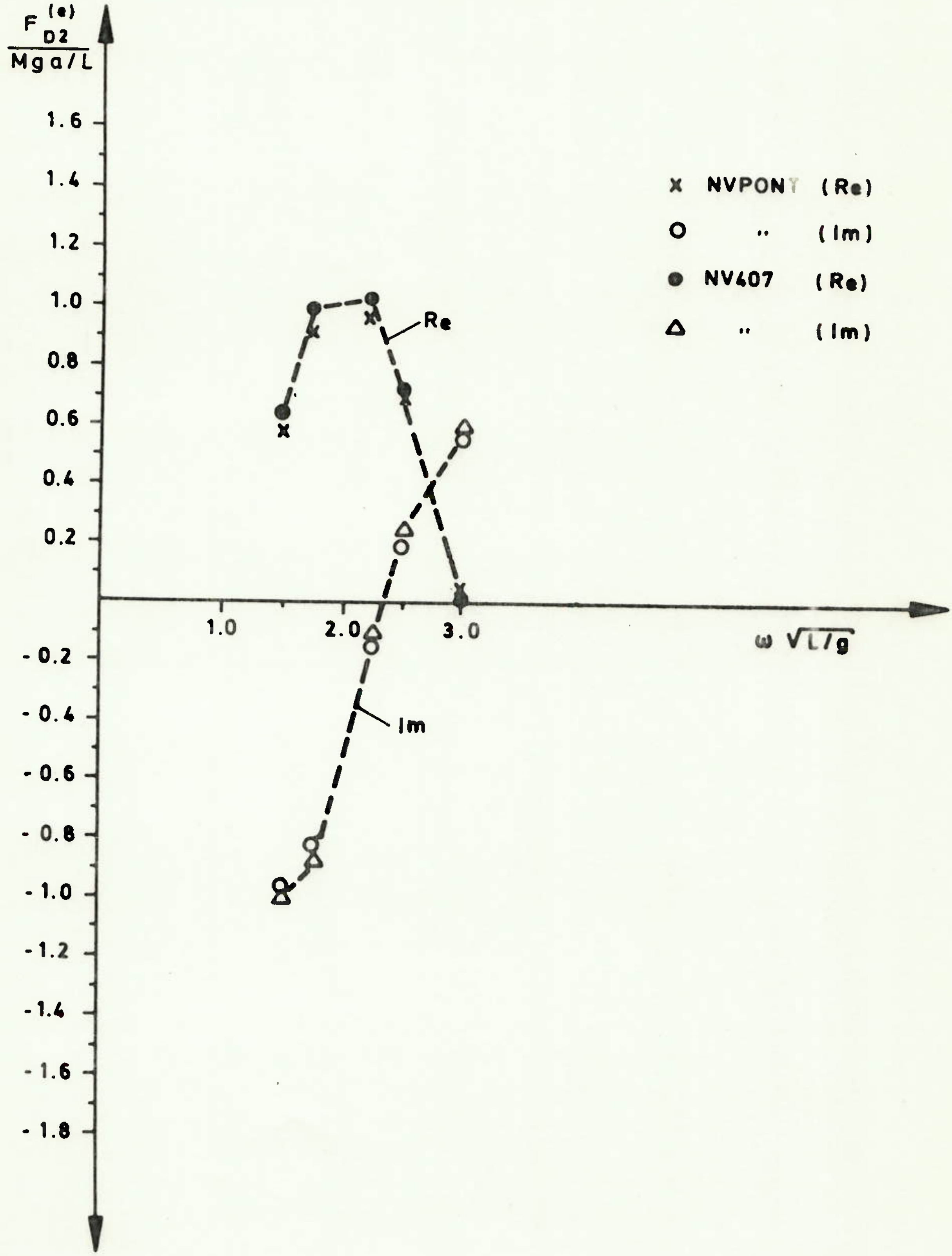
$\frac{b_{33}}{M\sqrt{g/L}}$
2.0
1.5
1.0
0.5
1.0
2.0
3.0
$\omega\sqrt{L/g}$
x NVPONT
● NV407

FIG. A.5



$\frac{b_{44}}{ML^2\sqrt{g/L}}$
0.09
0.08
0.07
0.06
0.05
0.04
0.03
0.02
0.01
1.0
2.0
3.0
$\omega\sqrt{L/g}$
x NVPONT
● NV407

FIG. A.6



$\frac{F^{(e)}_{D2}}{Mga/L}$
1.6
1.4
1.2
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
- 0.2
- 0.4
- 0.6
- 0.8
- 1.0
- 1.2
- 1.4
- 1.6
- 1.8
1.0
2.0
3.0
$\omega \sqrt{L/g}$
Re
Im
x NVPONY (Re)
O .. (Im)
● NV407 (Re)
△ .. (Im)

FIG. A.7

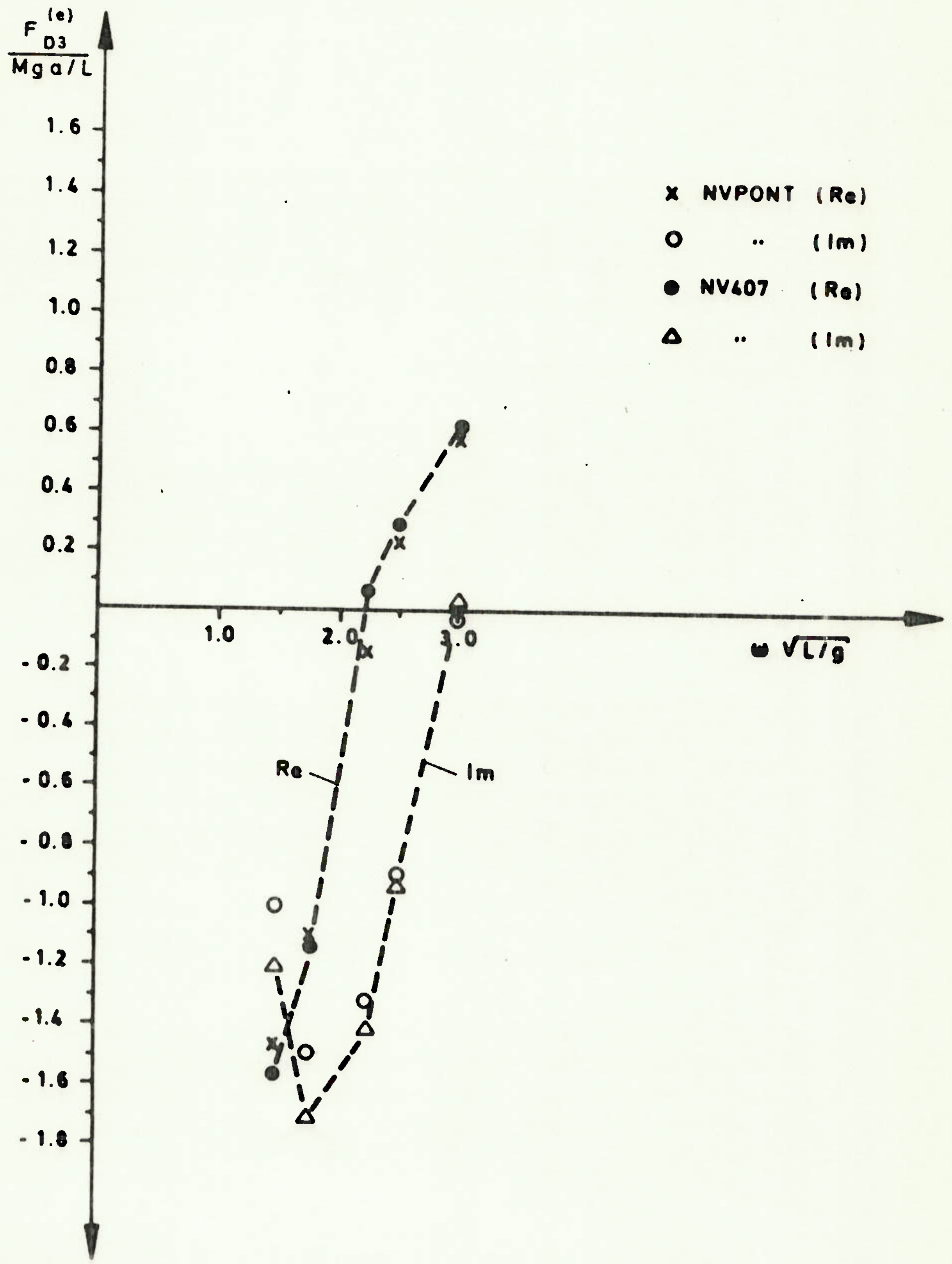

F D3 (e) / Mg a/L
1.6
1.4
1.2
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
- 0.2
- 0.4
- 0.6
- 0.8
- 1.0
- 1.2
- 1.4
- 1.6
- 1.8
1.0
2.0
3.0
ω √L/g
x NVPONT (Re)
o .. (Im)
● NV407 (Re)
△ .. (Im)
Re
Im

FIG. A.8

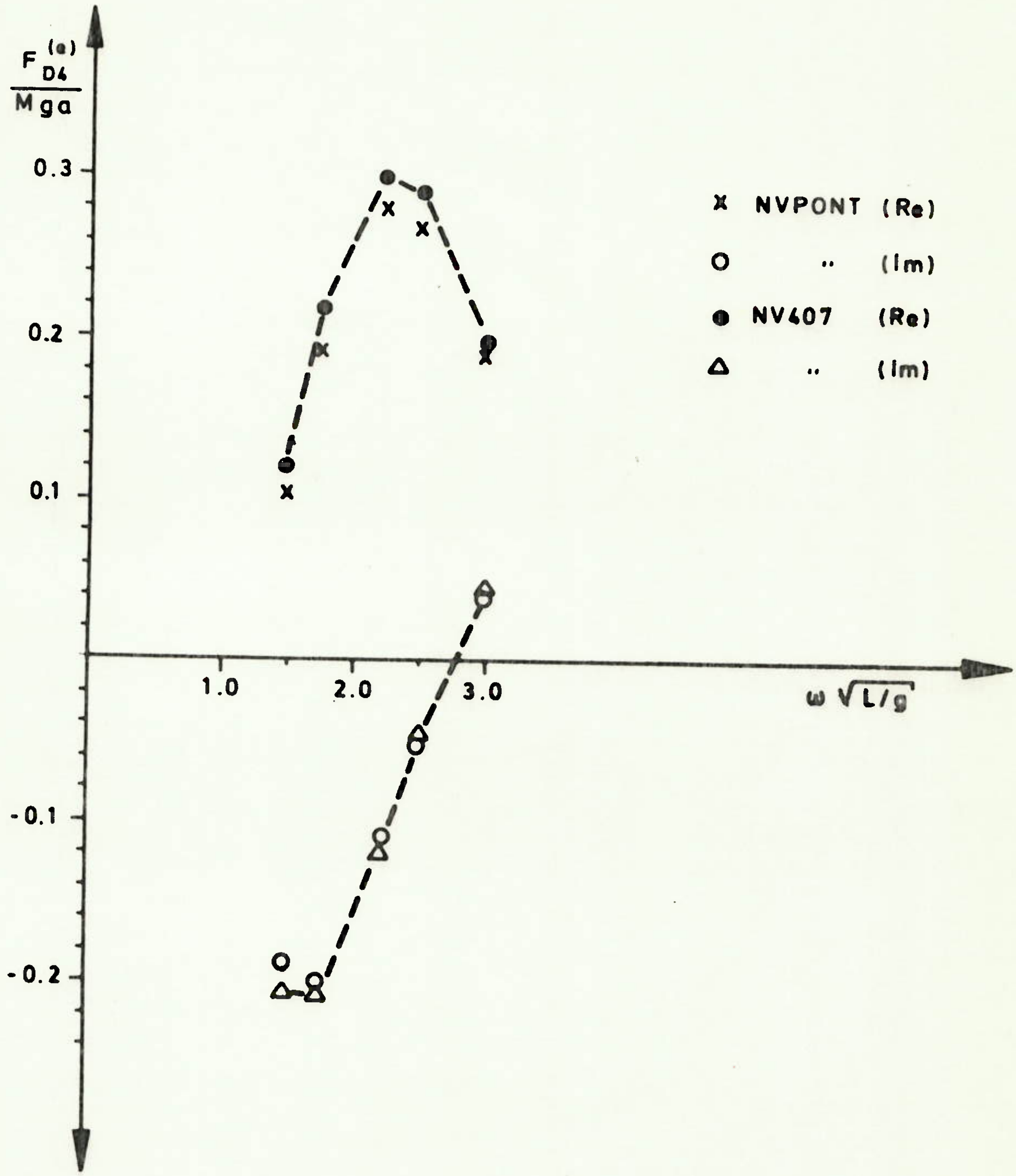
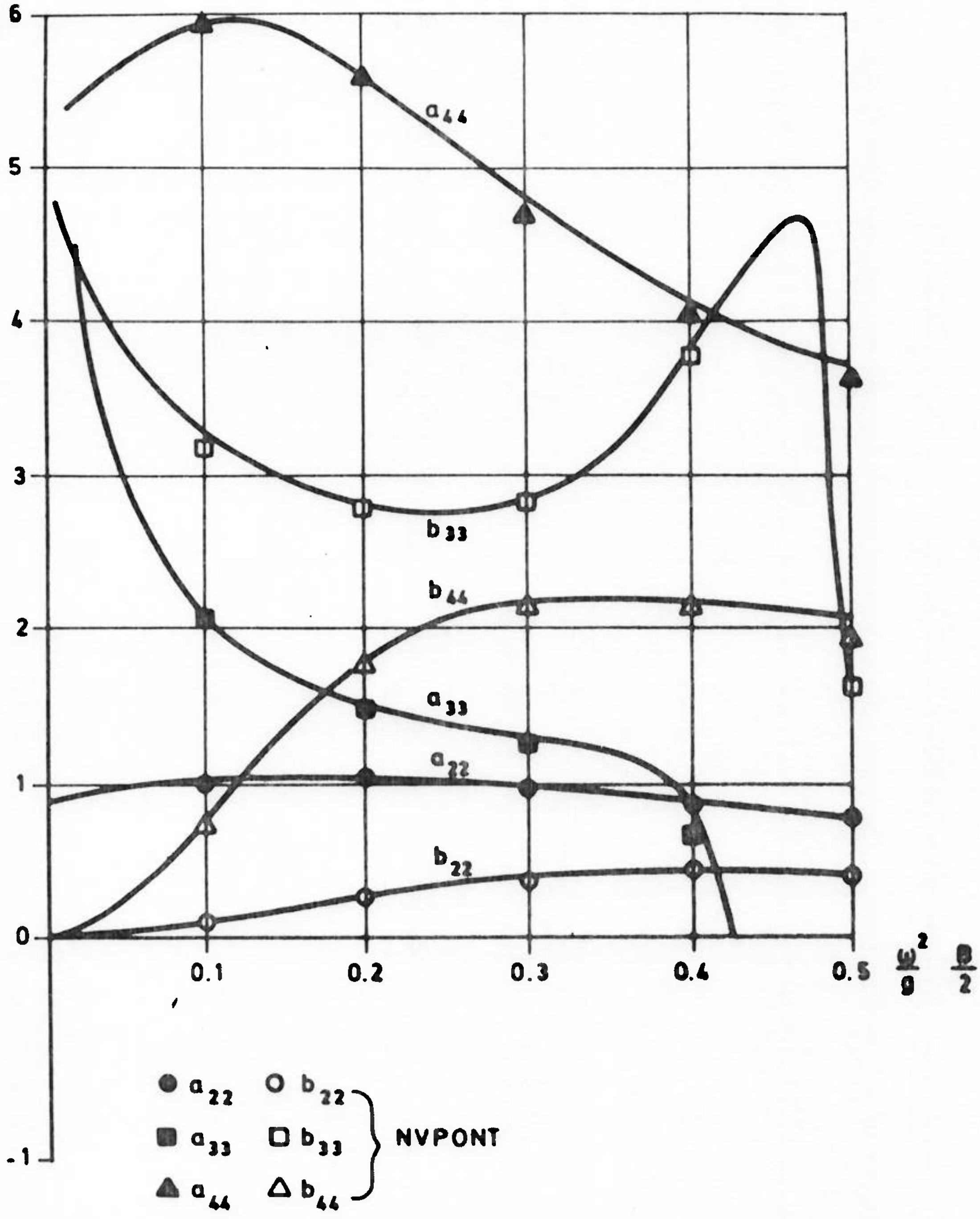
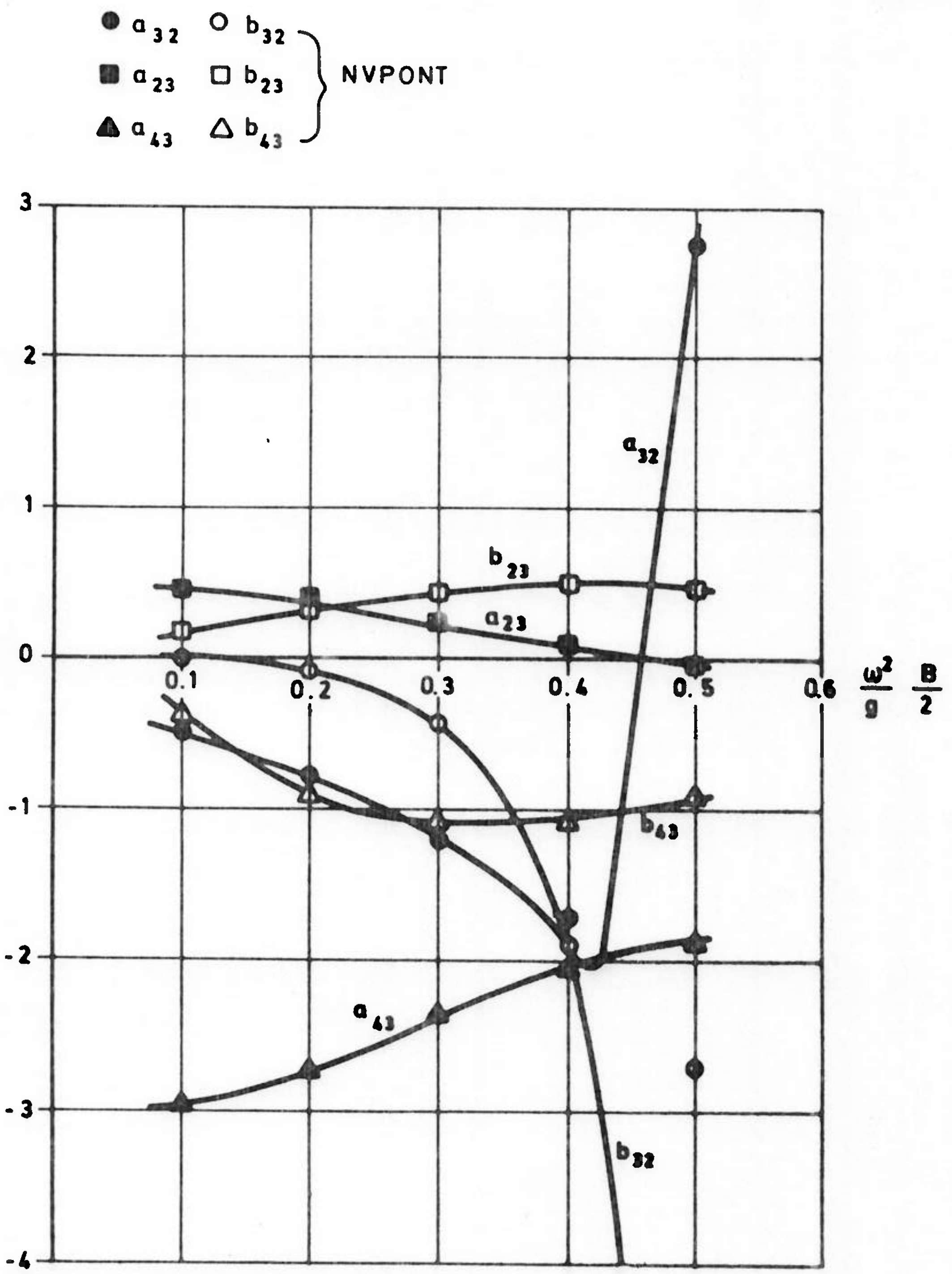


FIG. A.9



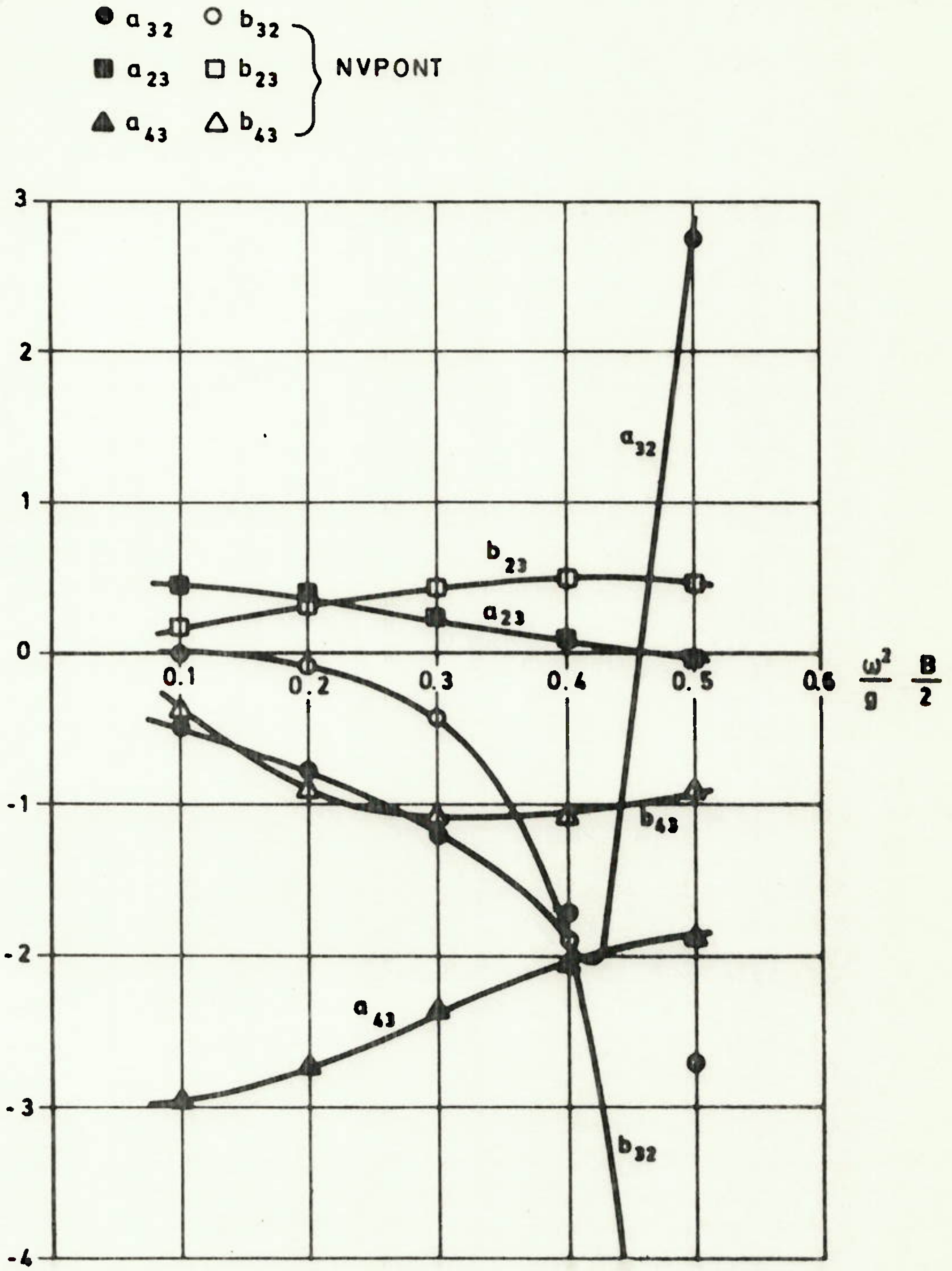
COEFICIENTES DE MASSA ADICIONADA E DE AMORTECIMENTO PARA MOVIMENTOS DE ARFAGEM, DERIVA E BALANÇO DE UM CILINDRO EM ONDAS DE TRAVÉS.

FIG. B.1



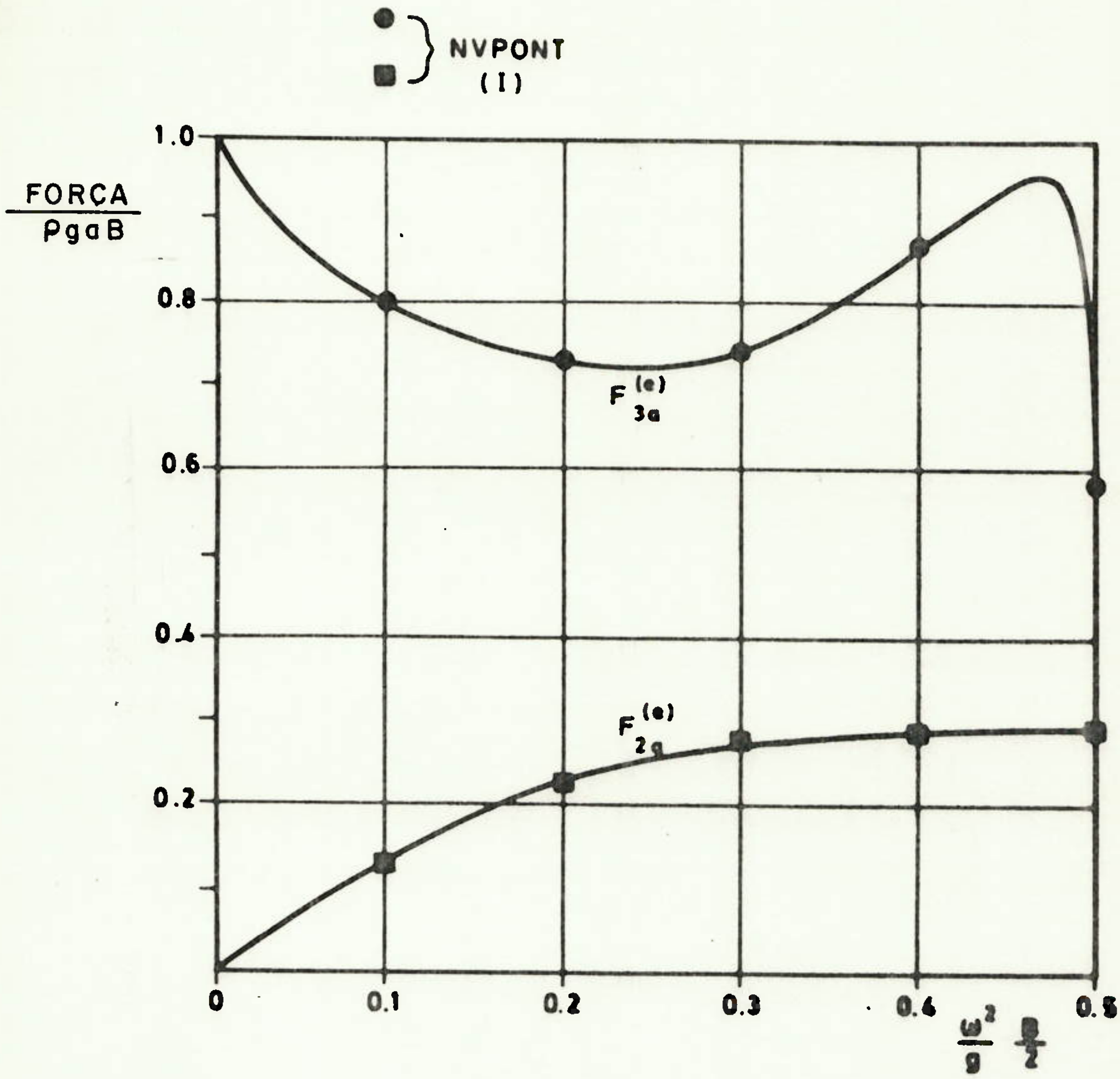
FORÇAS EM ARFAGEM INDUZIDAS POR MOVIMENTOS DE DERIVA, DERIVA INDUZIDAS POR ARFAGEM E FORÇAS DE BALANÇO INDUZIDAS POR ARFAGEM EM UM CILINDRO SOB ONDAS DE TRAVÉS.

FIG. B.2



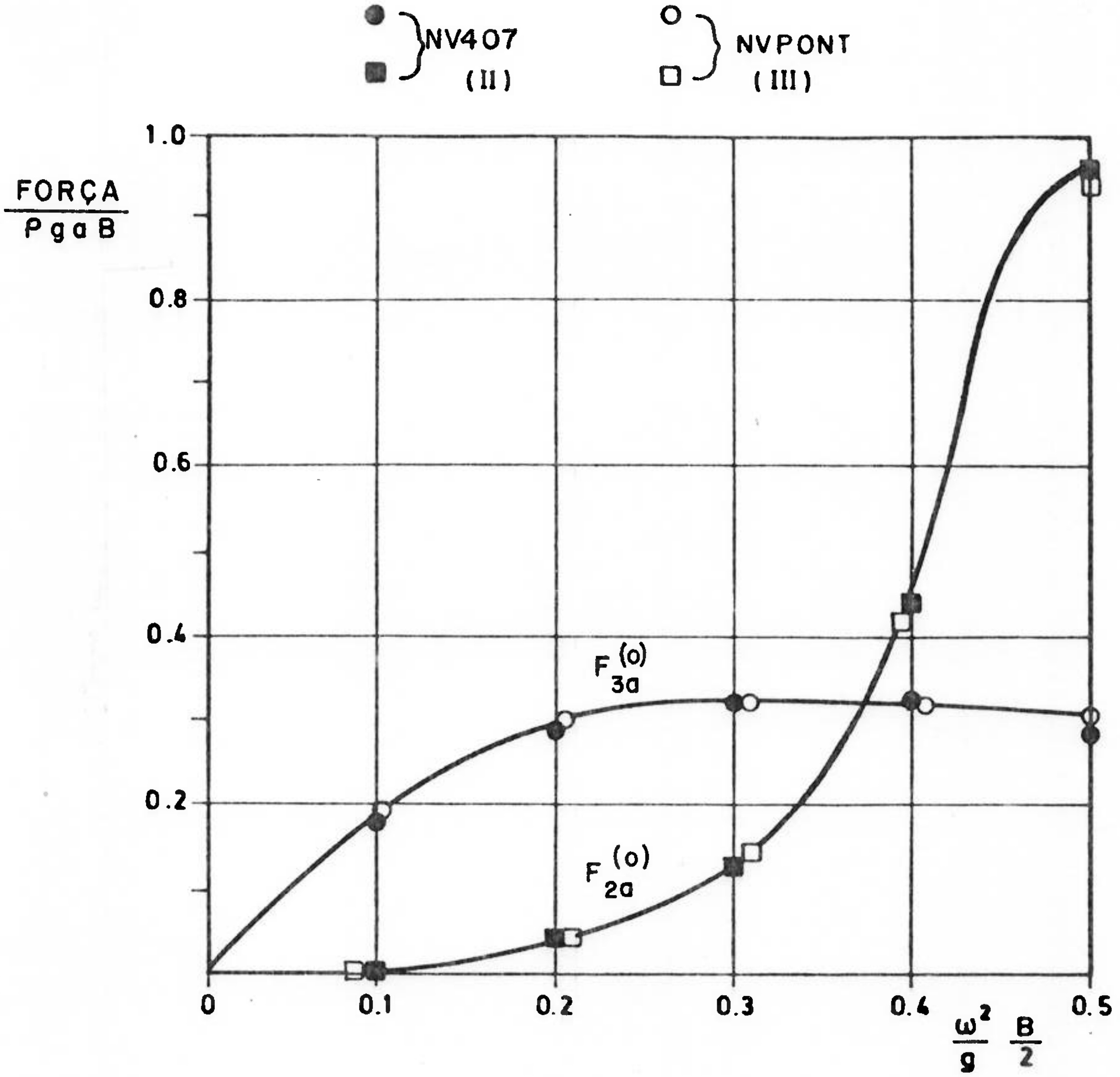
FORÇAS EM ARFAGEM INDUZIDAS POR MOVIMENTOS DE DERIVA, DERIVA INDUZIDAS POR ARFAGEM E FORÇAS DE BALANÇO INDUZIDAS POR ARFAGEM EM UM CILINDRO SOB ONDAS DE TRAVÉS.

FIG. B.2



FORÇAS EXCITANTES EMPARELHADAS EM MOVIMENTOS DE DERIVA E ARFAGEM.
(I): OBTIDAS DE POTENCIAIS DE CORPOS RÍGIDOS.

FIG. B.3



FORÇAS EXCITANTES OPOSTAS EM MOVIMENTOS DE DERIVA E ARFAGEM.

(II): MÉTODO DE MATHISEN & CARLSEN.

(III): MÉTODO DE OGILVIE.

FIG. B.4

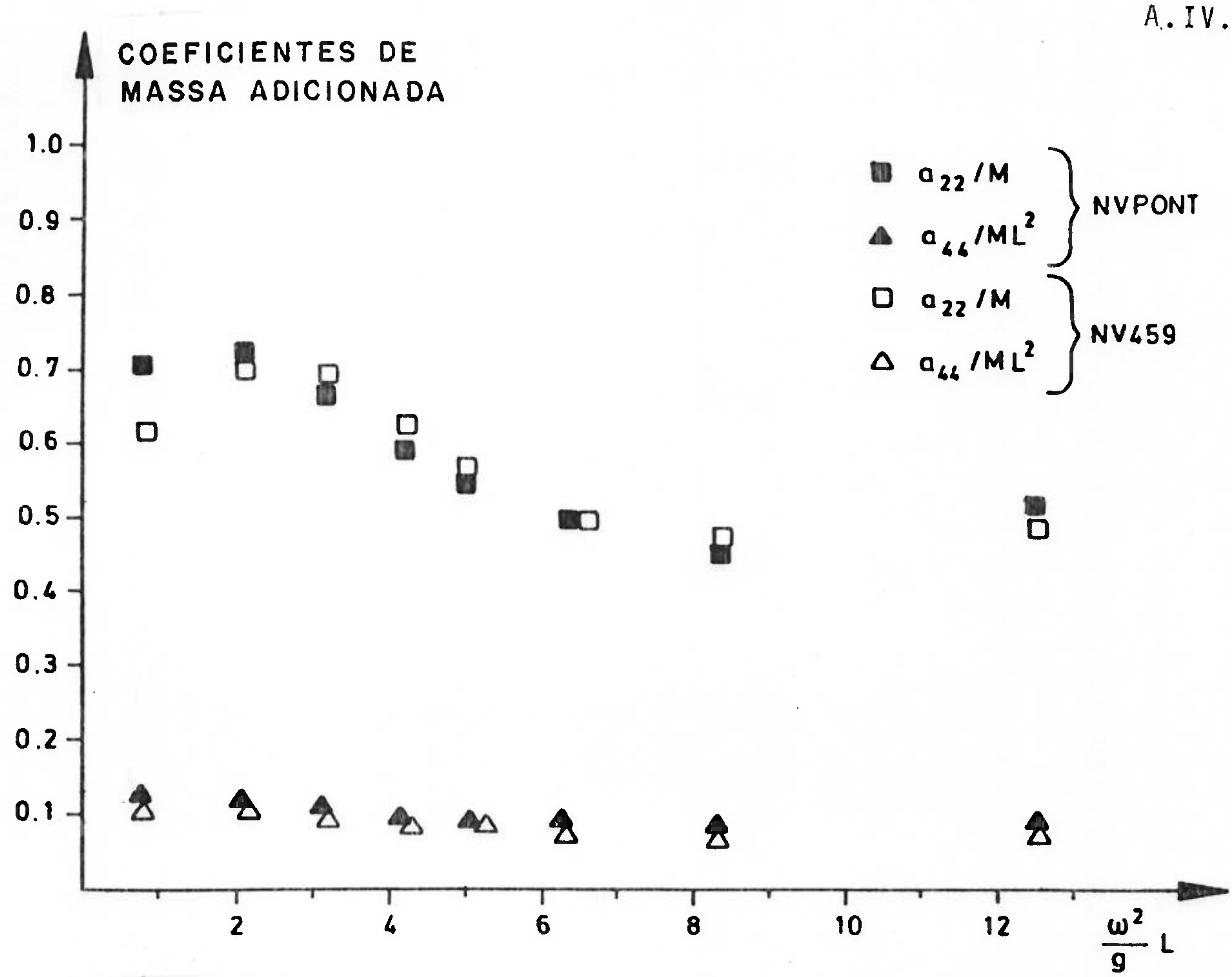

COEFICIENTES DE MASSA ADICIONADA
1.0
0.9
0.8
0.7
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
2
4
6
8
10
12
$\frac{\omega^2}{g} L$
a_{22}/M
a_{44}/ML^2
NVPONT
a_{22}/M
a_{44}/ML^2
NV459

FIG. C.1

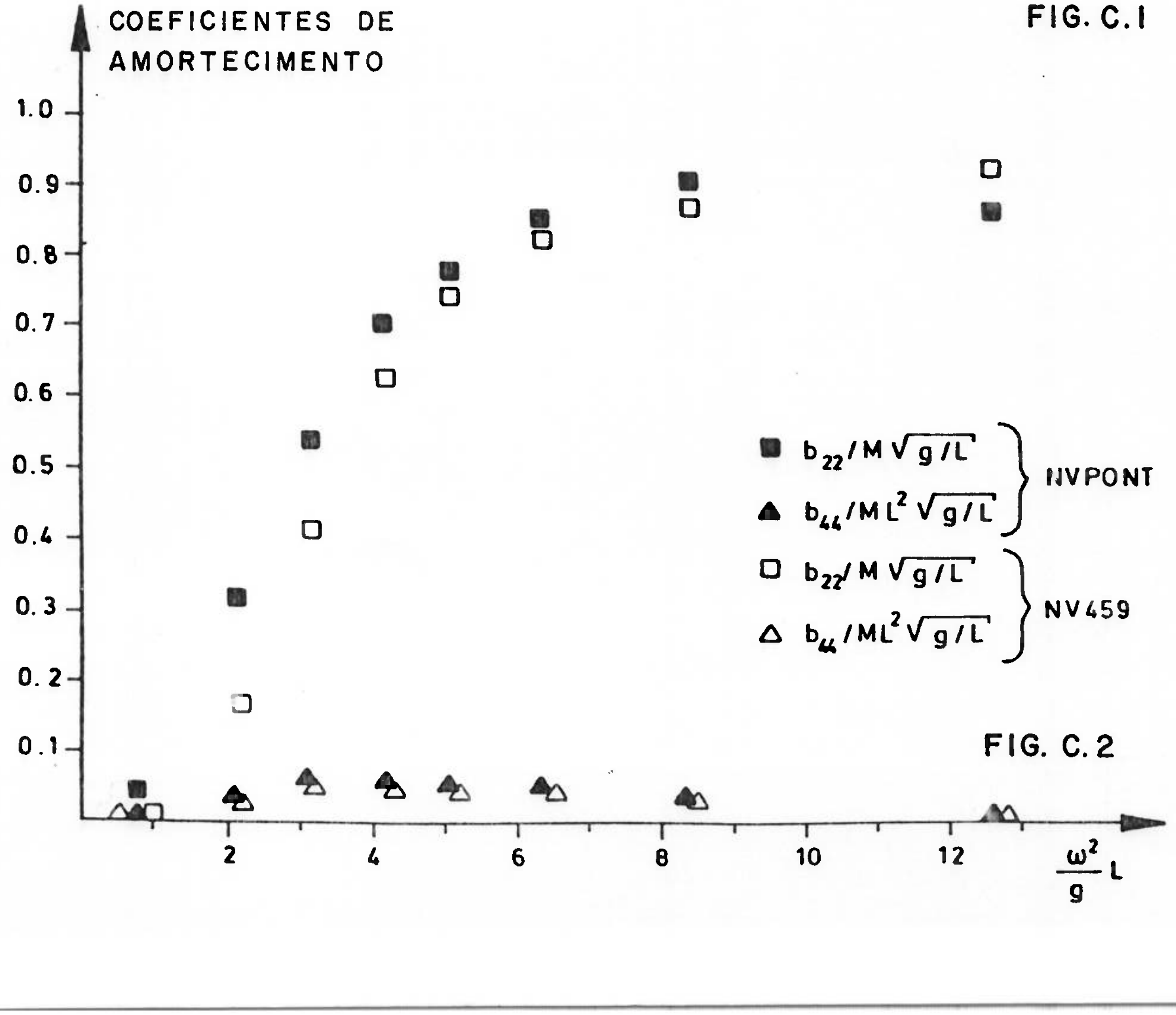
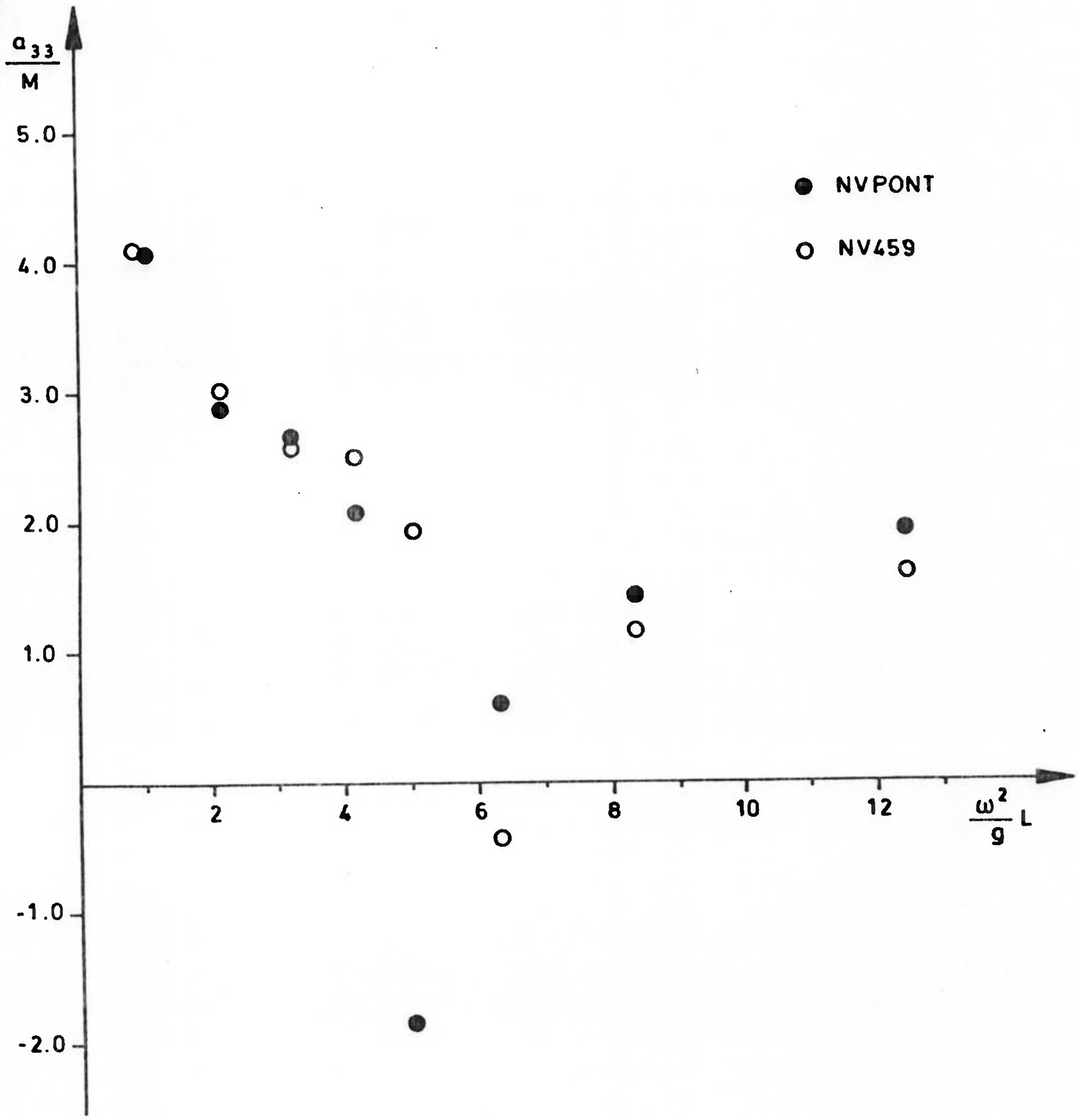

COEFICIENTES DE AMORTECIMENTO
1.0
0.9
0.8
0.7
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
2
4
6
8
10
12
$\frac{\omega^2}{g} L$
$b_{22}/M\sqrt{g/L}$
$b_{44}/ML^2\sqrt{g/L}$
NVPONT
$b_{22}/M\sqrt{g/L}$
$b_{44}/ML^2\sqrt{g/L}$
NV459

FIG. C.2



$\frac{a_{33}}{M}$
5.0
4.0
3.0
2.0
1.0
-1.0
-2.0
2
4
6
8
10
12
$\frac{\omega^2}{g} L$
NVPONT
NV459

FIG.C.3

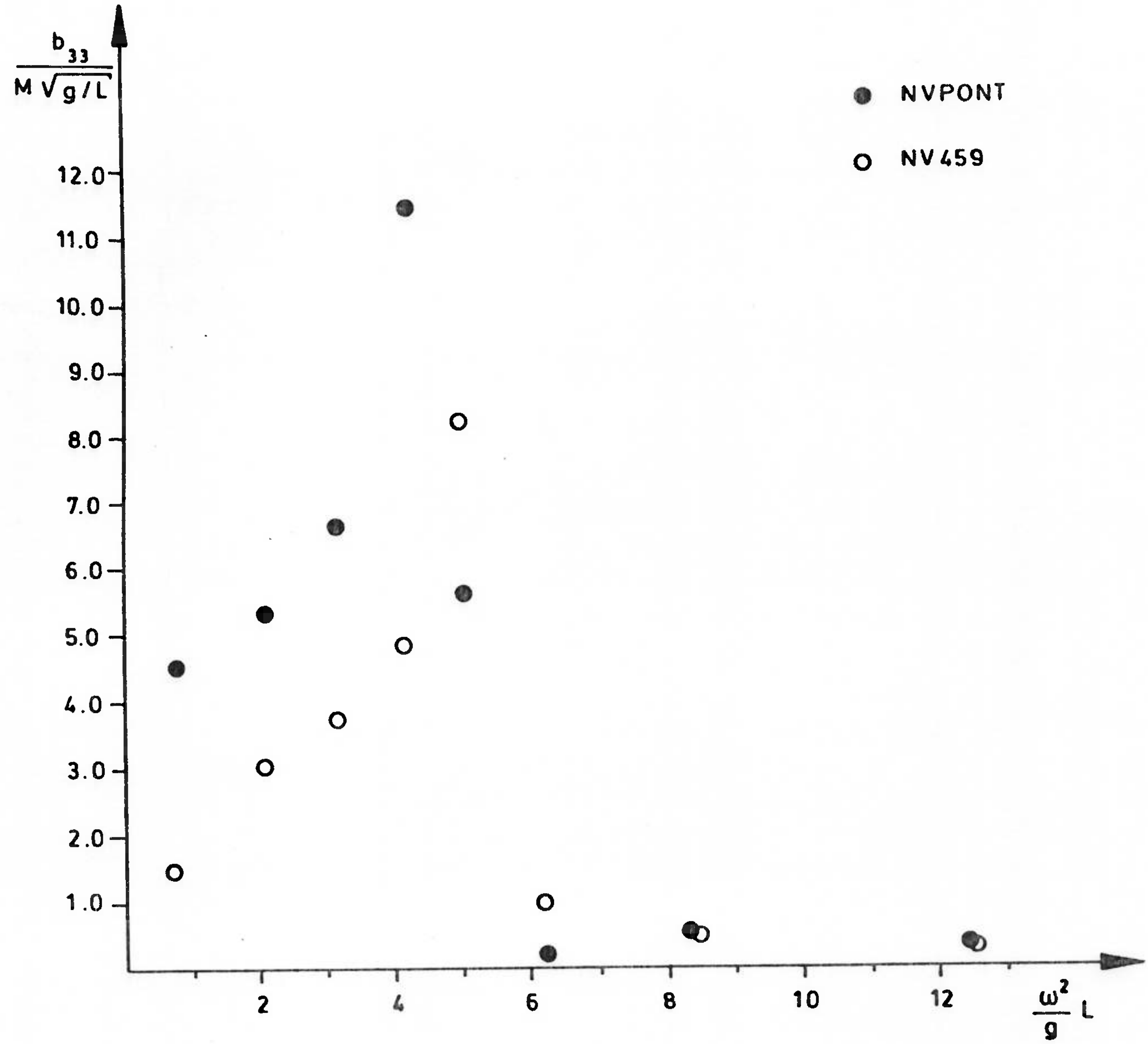
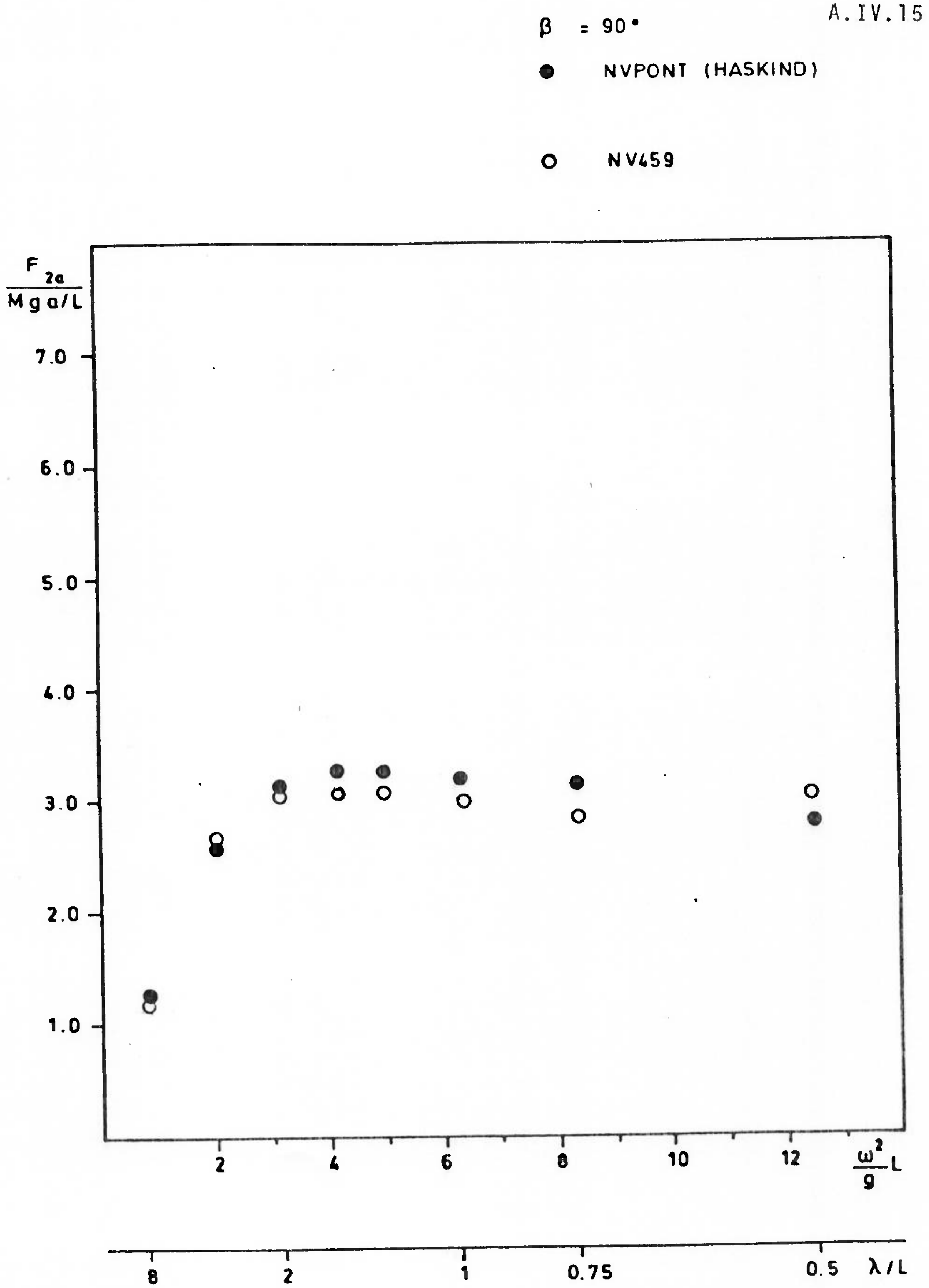

$\frac{b_{33}}{M\sqrt{g/L}}$
NVPONT
NV459
12.0
11.0
10.0
9.0
8.0
7.0
6.0
5.0
4.0
3.0
2.0
1.0
2
4
6
8
10
12
$\frac{\omega^2}{g}L$

FIG.C.4



β = 90°
NVPONT (HASKIND)
NV459
F 2a
Mg a/L
7.0
6.0
5.0
4.0
3.0
2.0
1.0
2
4
6
8
10
12
ω²/g L
8
2
1
0.75
0.5
λ/L

FIG. C.5

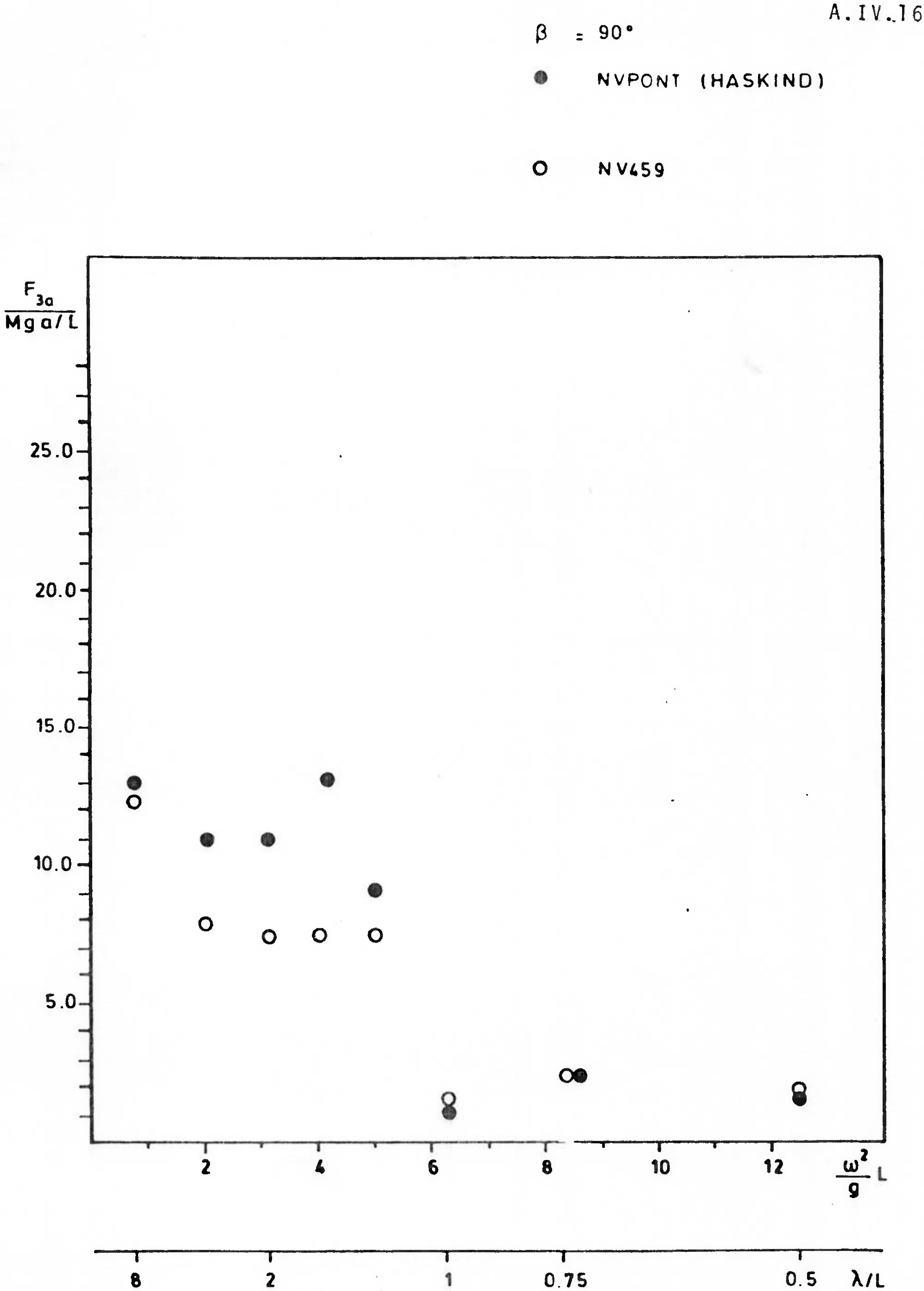

β = 90°
NVPONT (HASKIND)
NV459
F3a / Mg a/L
25.0
20.0
15.0
10.0
5.0
2
4
6
8
10
12
ω²/g L
8
2
1
0.75
0.5
λ/L

FIG. C.6

$\beta = 90°$

● NVPONT (HASKIND)

○ NV459

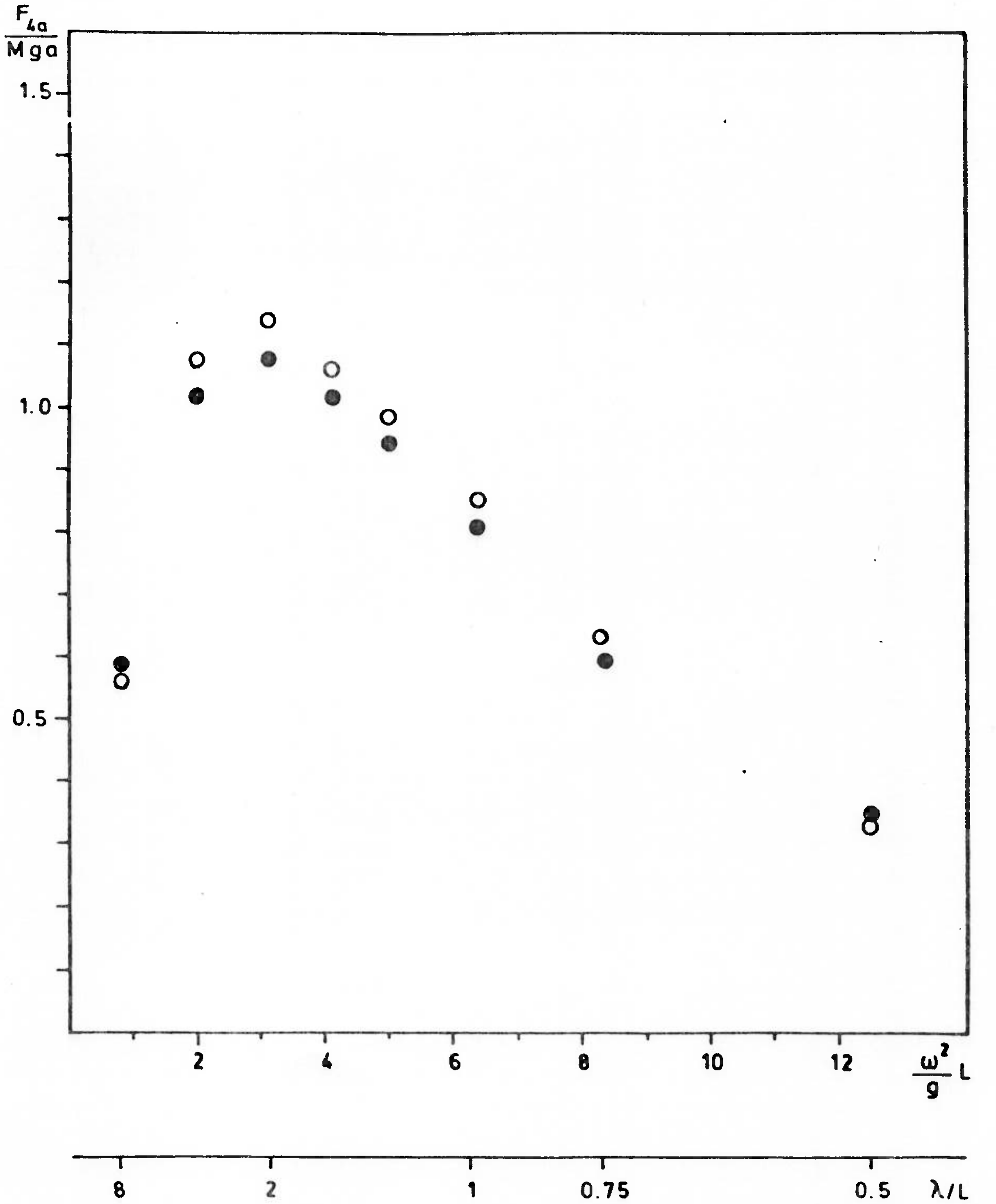


FIG. C.7

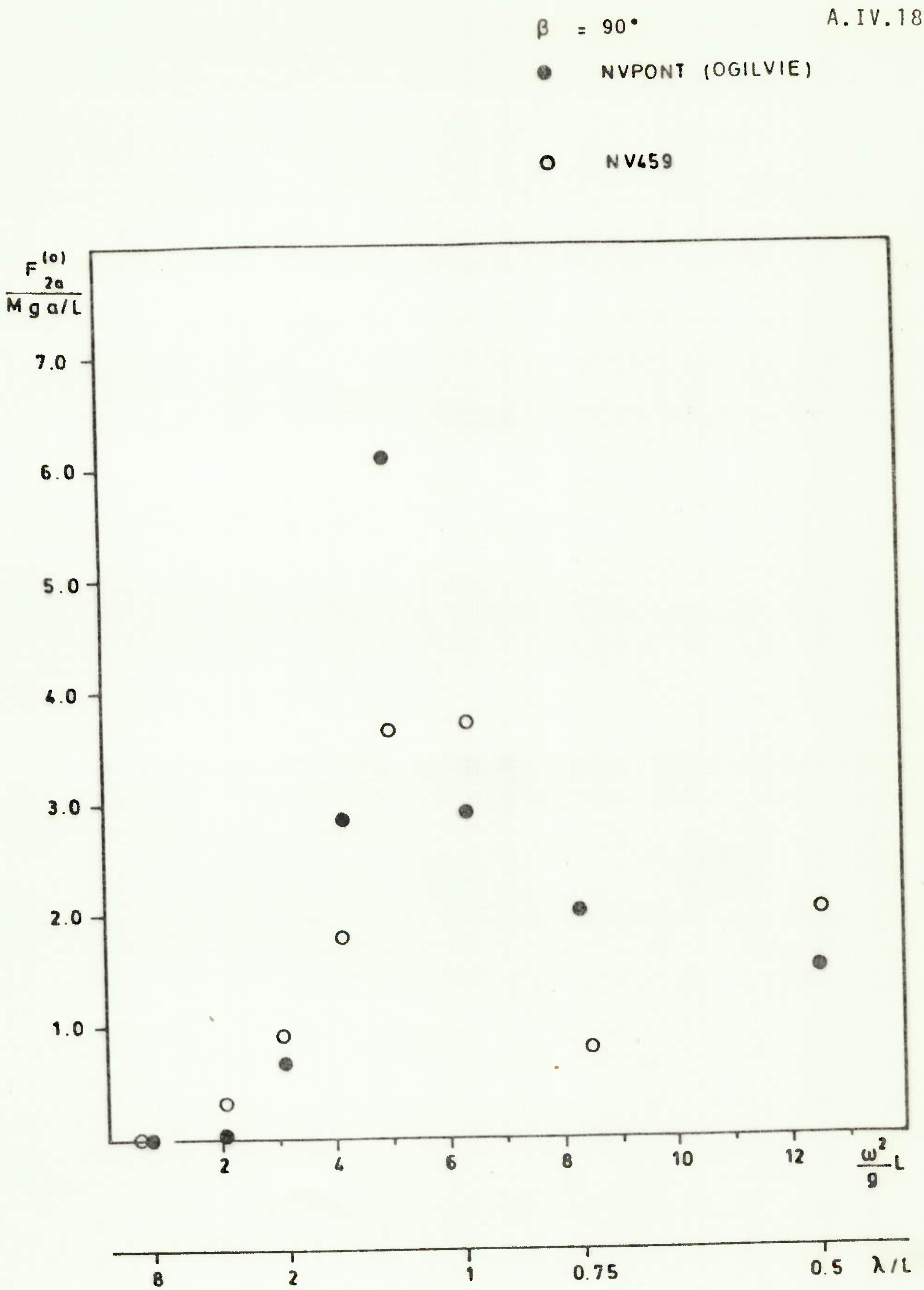

β = 90°
NVPONT (OGILVIE)
NV459
F(o) 2a / Mga/L
7.0
6.0
5.0
4.0
3.0
2.0
1.0
2
4
6
8
10
12
ω²L/g
8
2
1
0.75
0.5
λ/L

FIG. C.8

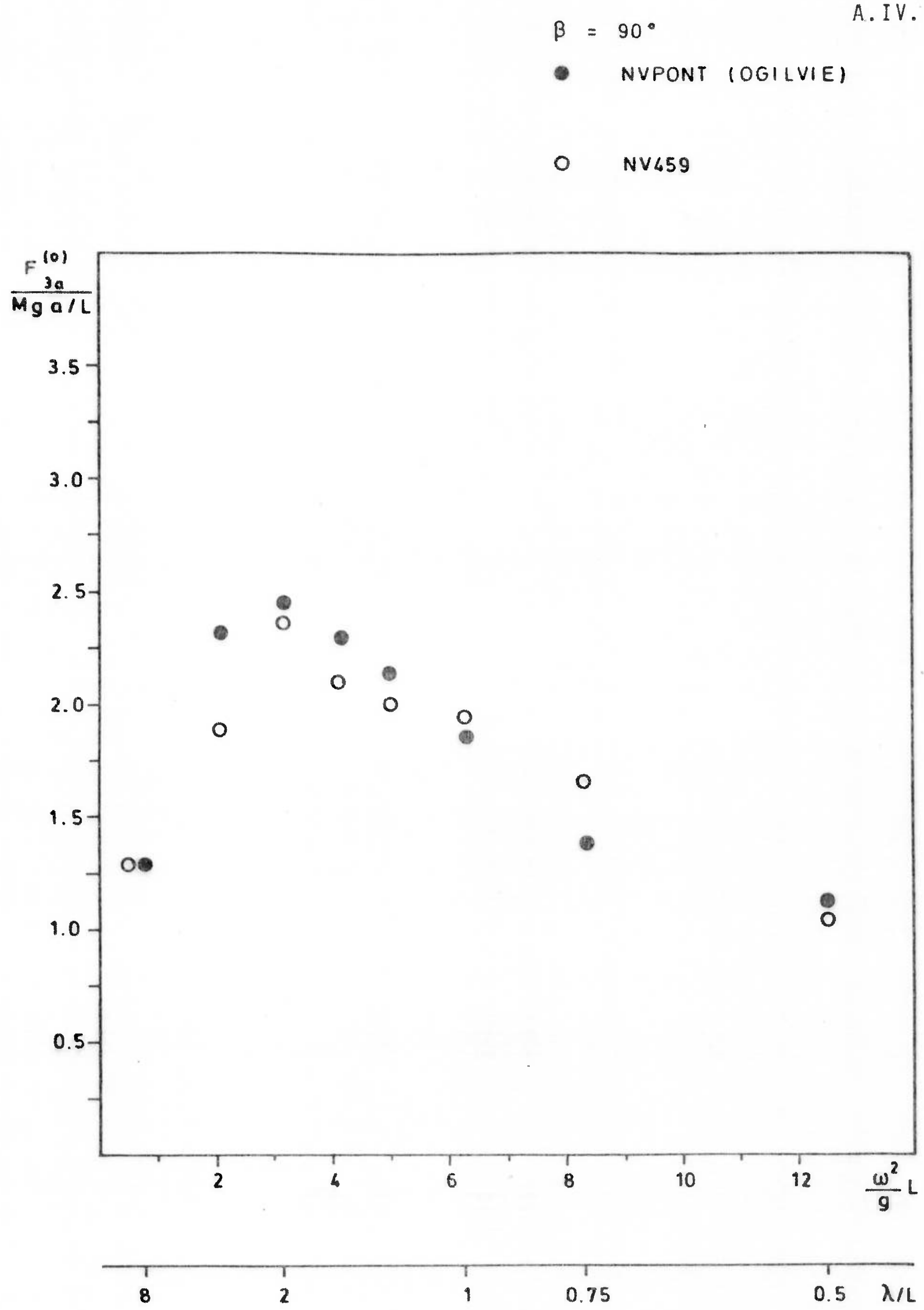

β = 90°
NVPONT (OGILVIE)
NV459
$\frac{F^{(o)}_{3a}}{Mga/L}$
3.5
3.0
2.5
2.0
1.5
1.0
0.5
2
4
6
8
10
12
$\frac{\omega^2}{g}L$
8
2
1
0.75
0.5
λ/L

FIG. C.9

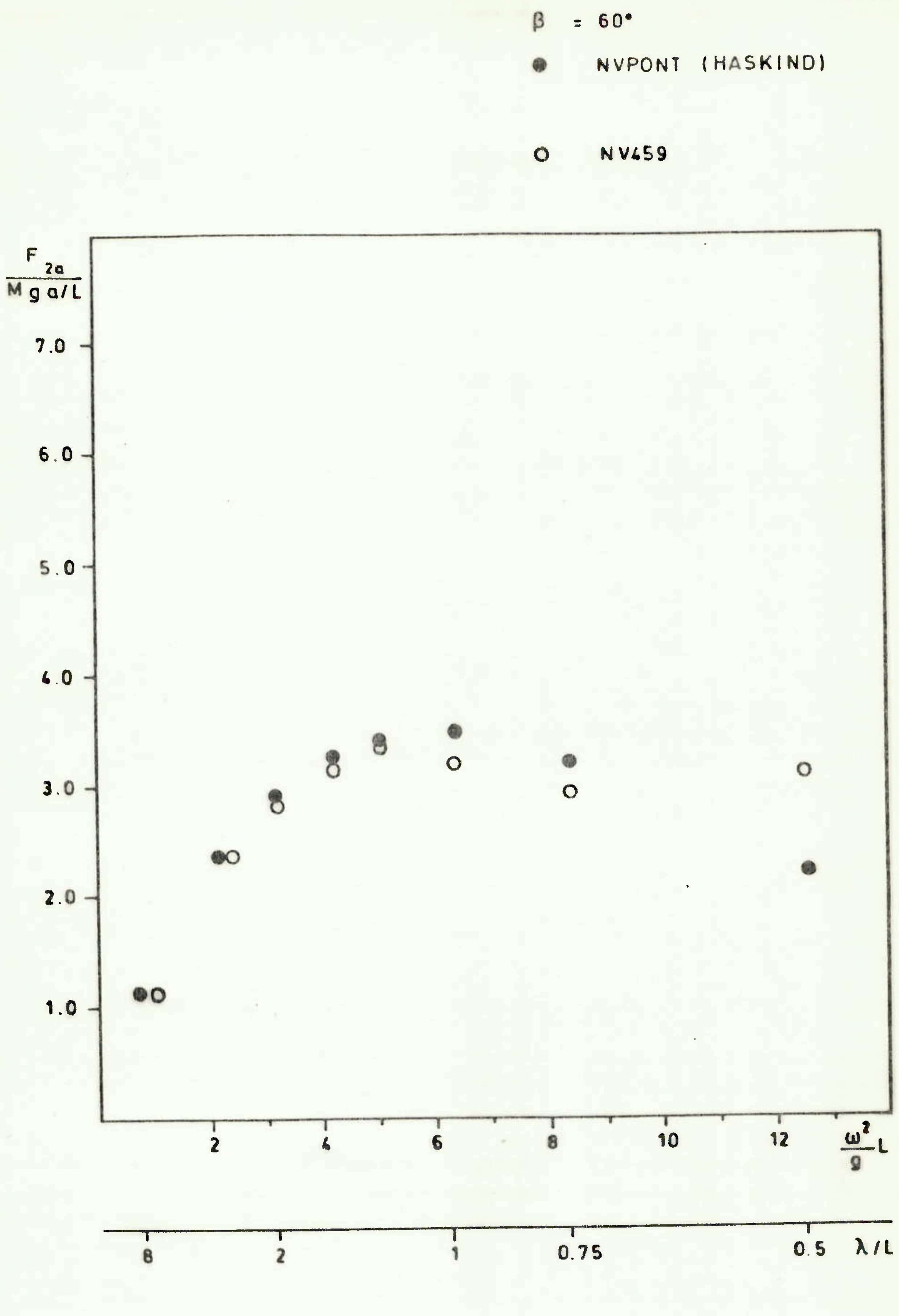

β = 60°
NVPONT (HASKIND)
NV459
F 2a / M g a/L
7.0
6.0
5.0
4.0
3.0
2.0
1.0
2
4
6
8
10
12
ω²/g L
8
2
1
0.75
0.5
λ/L

FIG. C.10

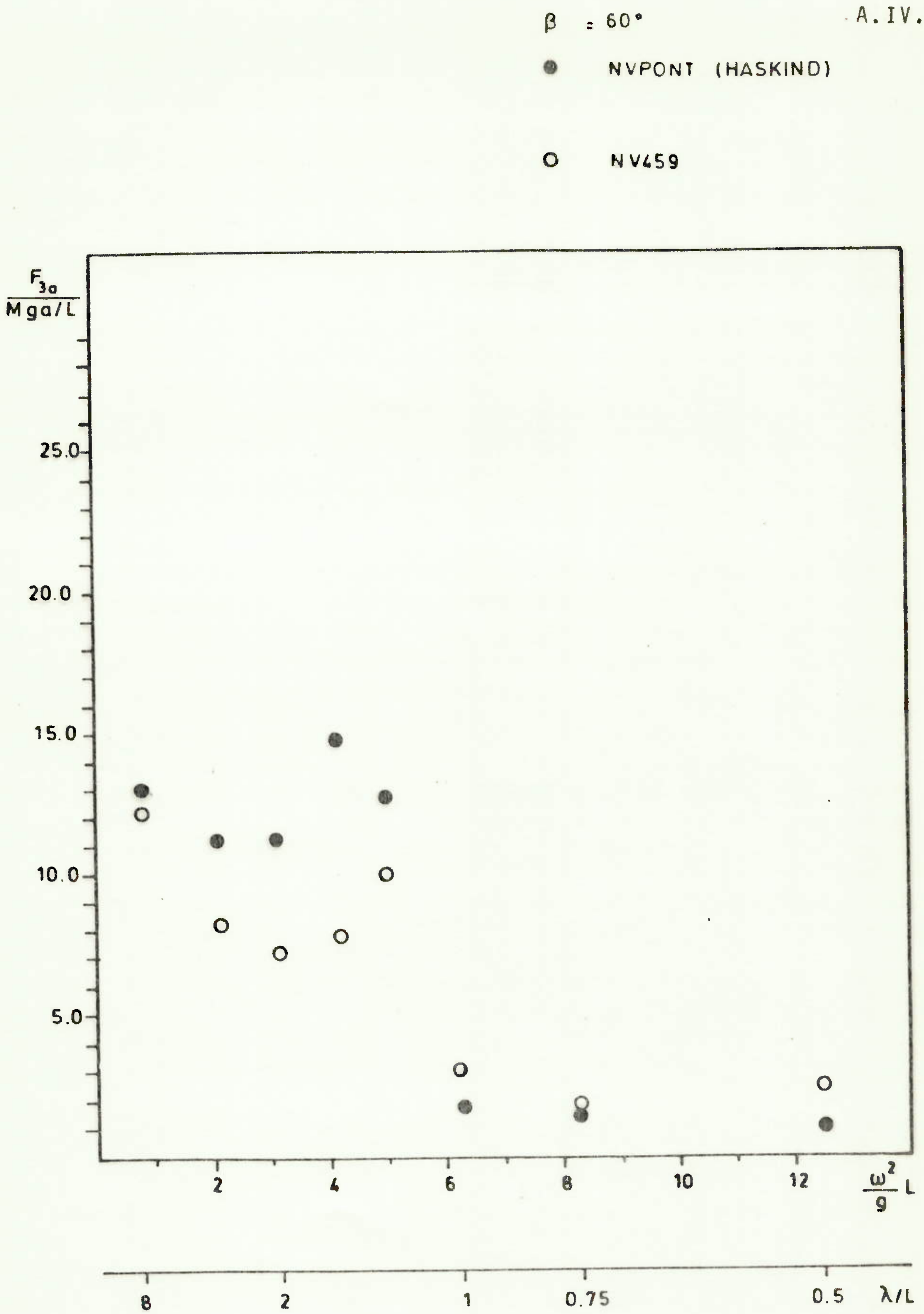
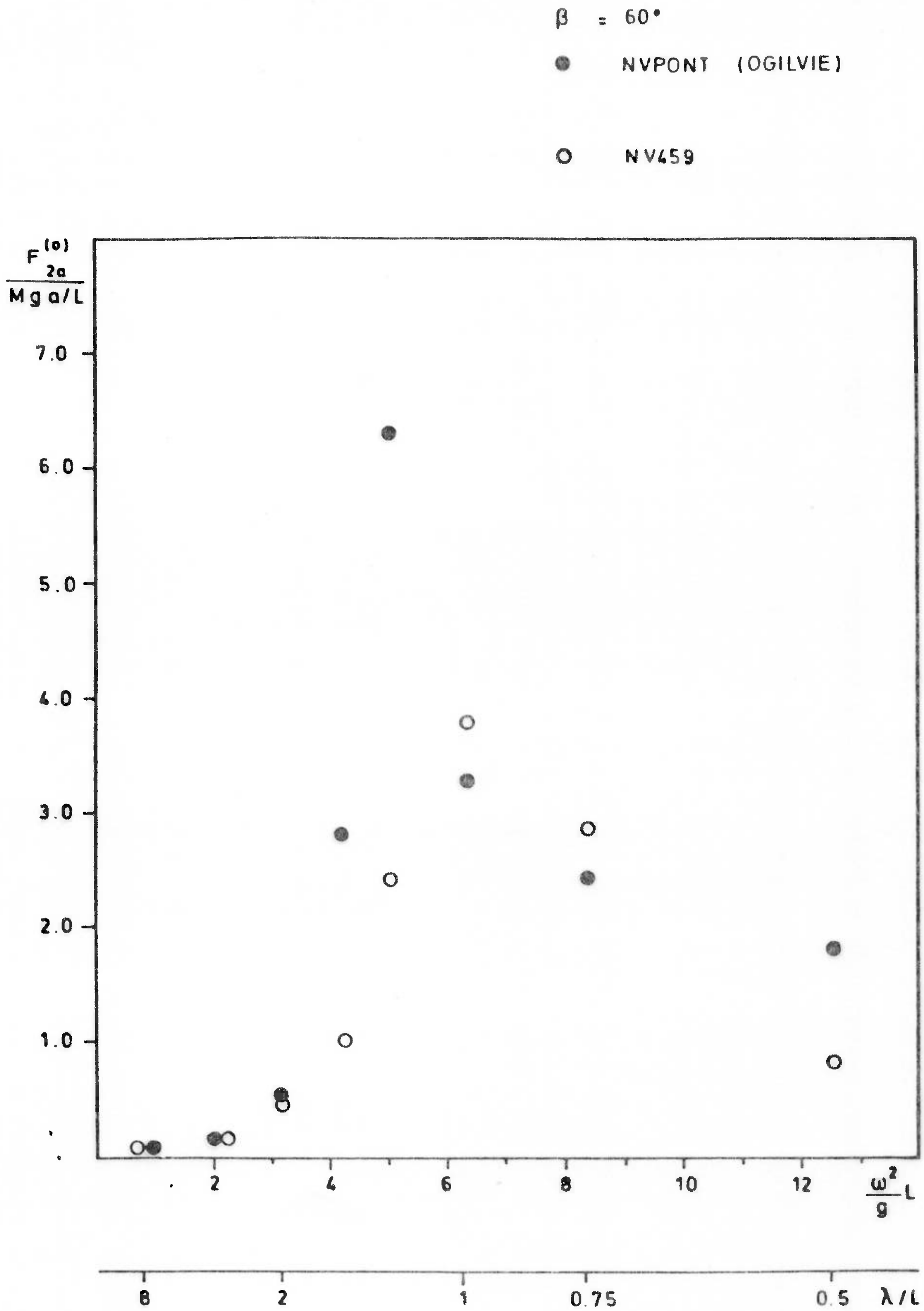
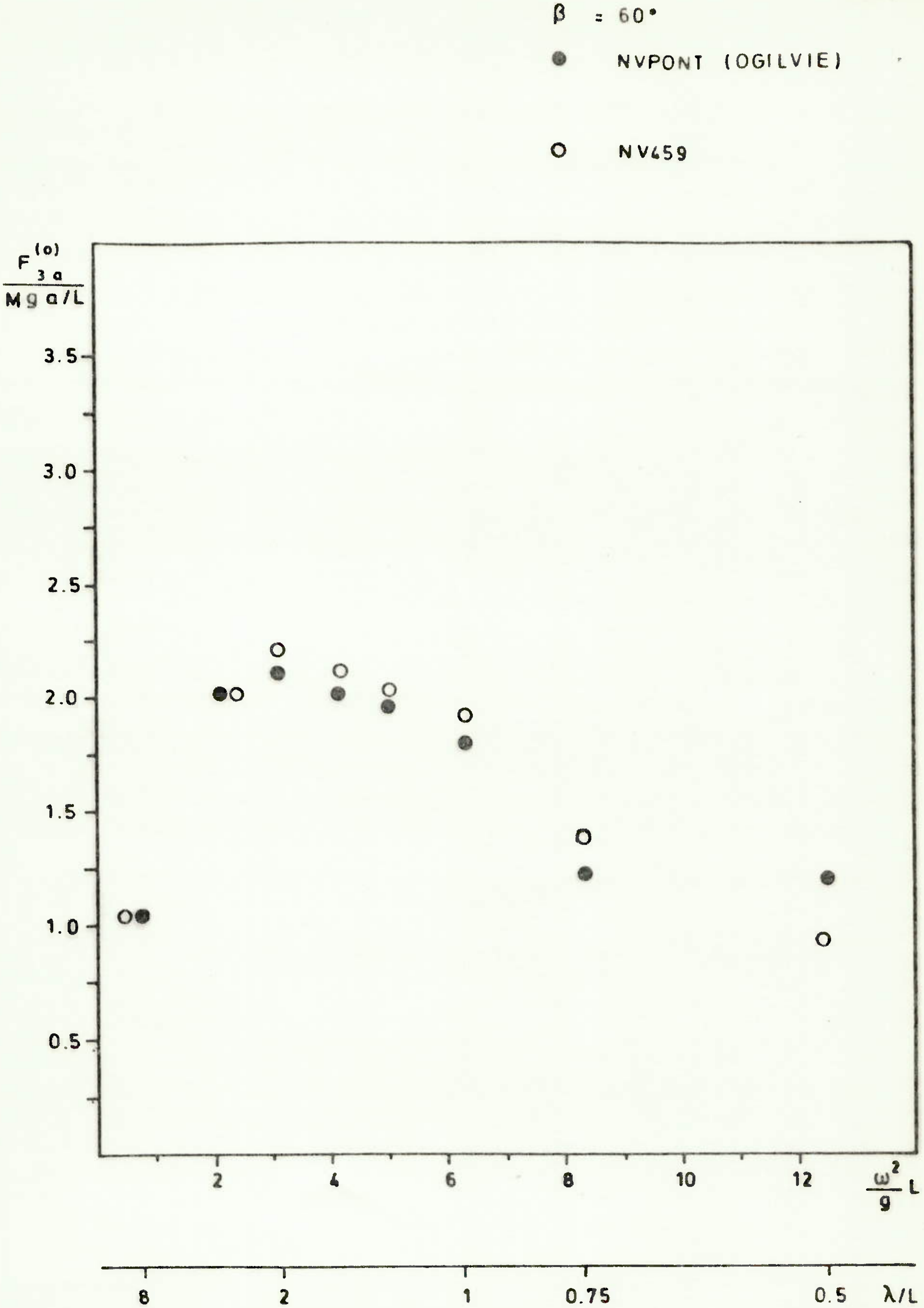

β = 60°
NVPONT (HASKIND)
NV459
$\frac{F_{3a}}{Mga/L}$
25.0
20.0
15.0
10.0
5.0
2
4
6
8
10
12
$\frac{\omega^2}{g}L$
8
2
1
0.75
0.5
λ/L

FIG. C.11



β = 60°
NVPONT (OGILVIE)
NV459
$F^{(o)}_{2a}$ / $Mg\,a/L$
7.0
6.0
5.0
4.0
3.0
2.0
1.0
2
4
6
8
10
12
$\frac{\omega^2}{g}L$
8
2
1
0.75
0.5
λ/L

FIG. C.12



β = 60°
NVPONT (OGILVIE)
NV459
$F^{(o)}_{3a} / Mga/L$
3.5
3.0
2.5
2.0
1.5
1.0
0.5
2
4
6
8
10
12
$\frac{\omega^2}{g} L$
8
2
1
0.75
0.5
λ/L

FIG.C.13

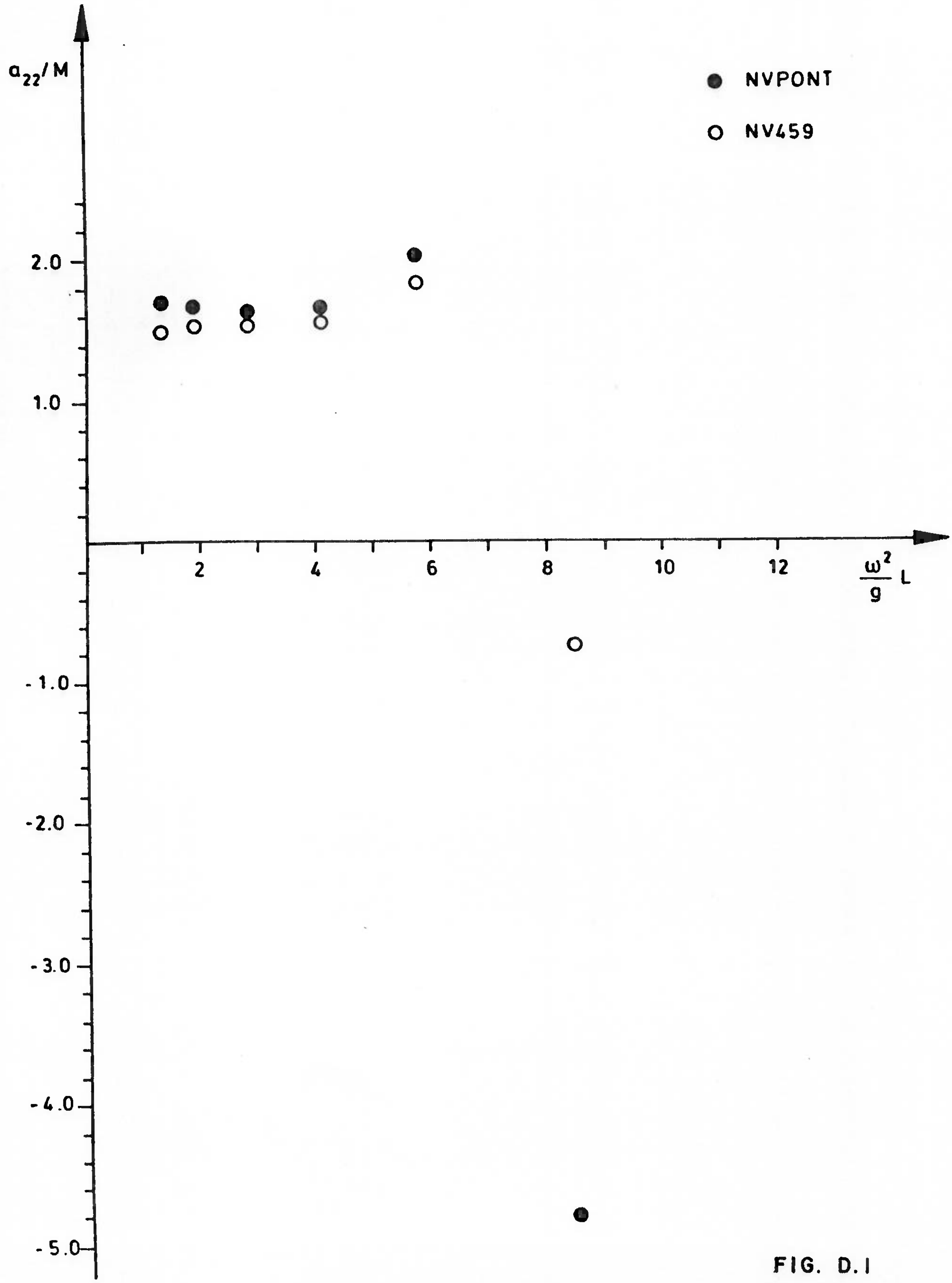


FIG. D.1

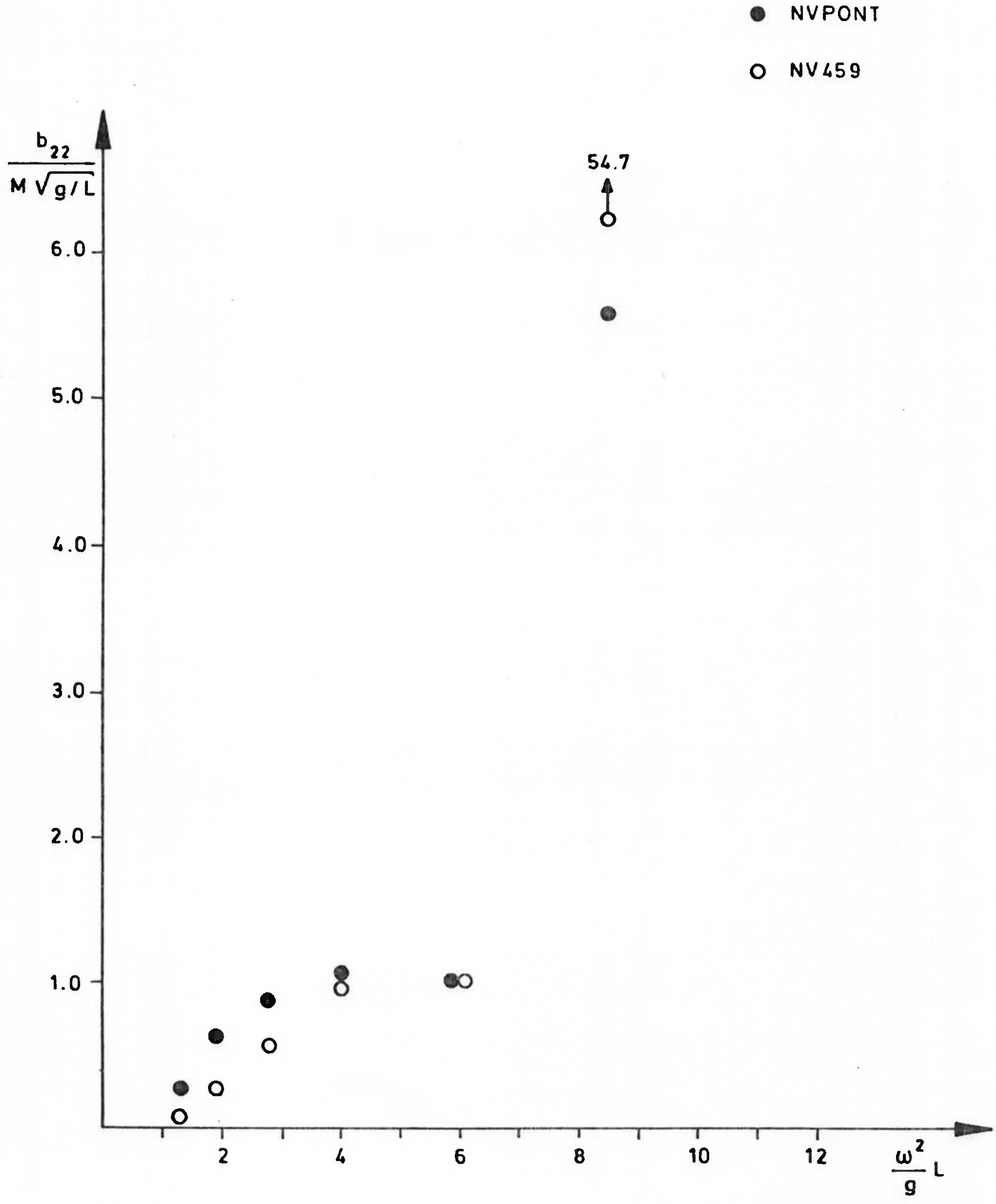

NVPONT
NV459
$\frac{b_{22}}{M\sqrt{g/L}}$
54.7
6.0
5.0
4.0
3.0
2.0
1.0
2
4
6
8
10
12
$\frac{\omega^2}{g}L$

FIG. D.2

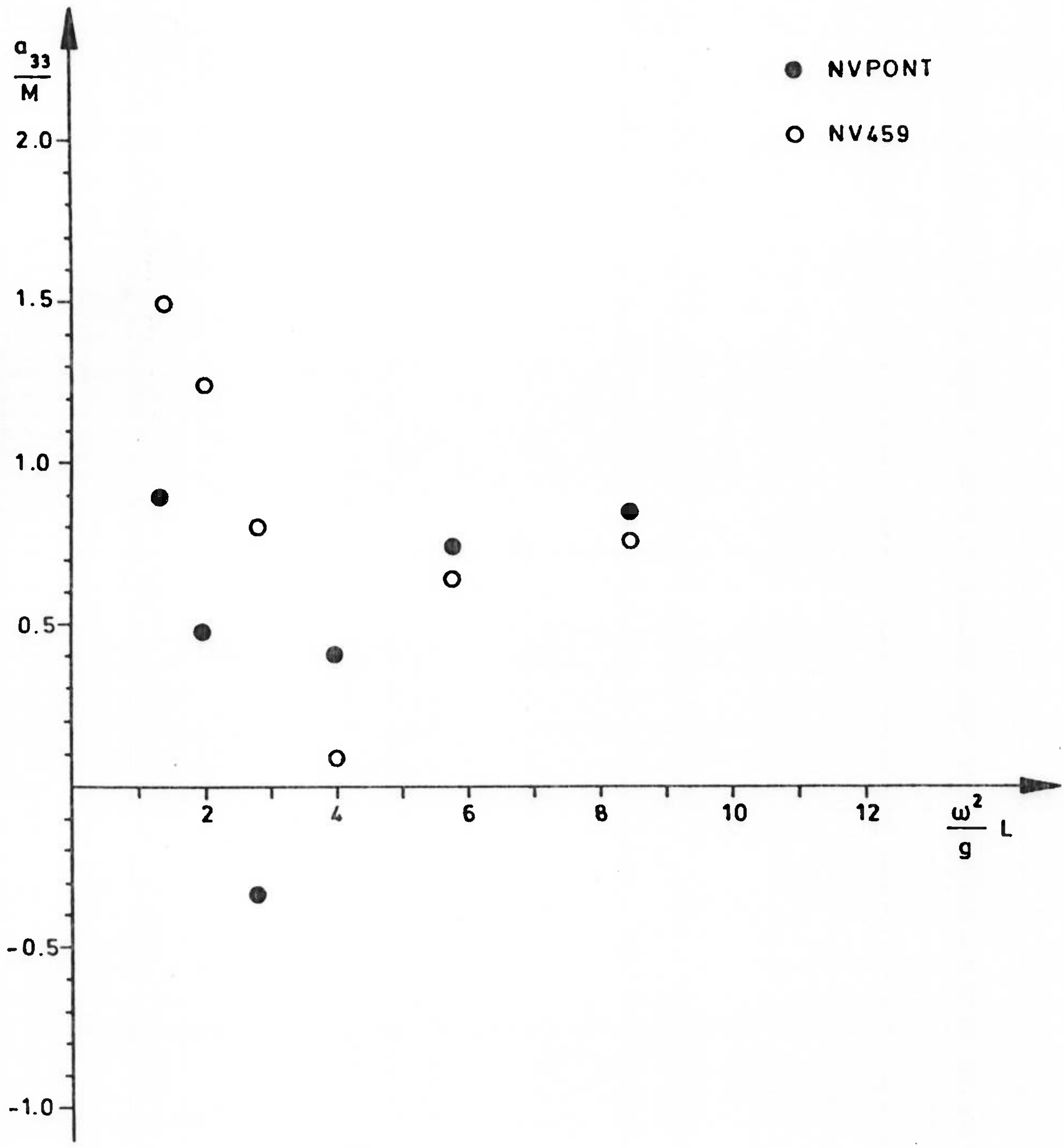

$\frac{a_{33}}{M}$
2.0
1.5
1.0
0.5
-0.5
-1.0
2
4
6
8
10
12
$\frac{\omega^2}{g}$ L
NVPONT
NV459

FIG. D.3

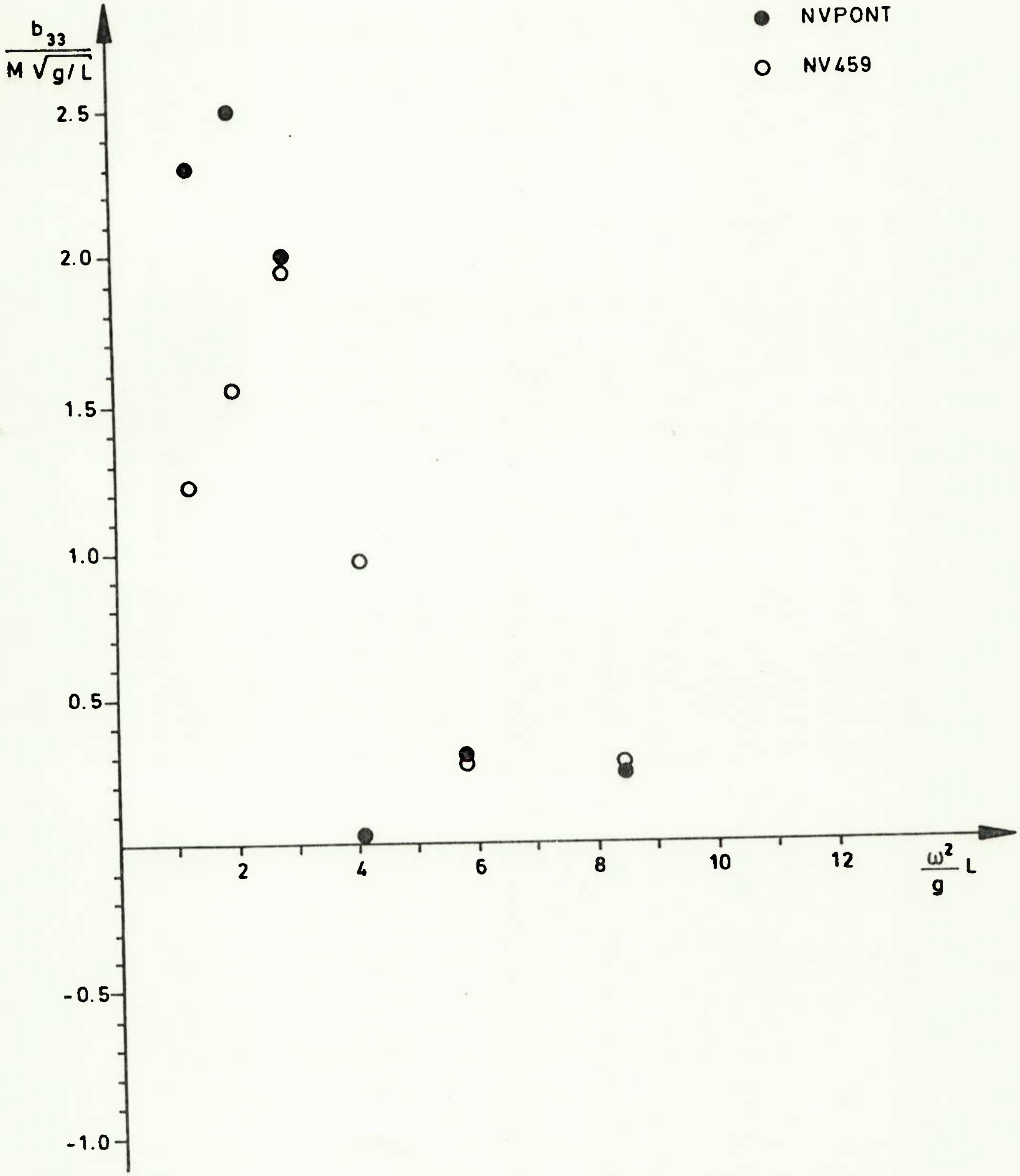
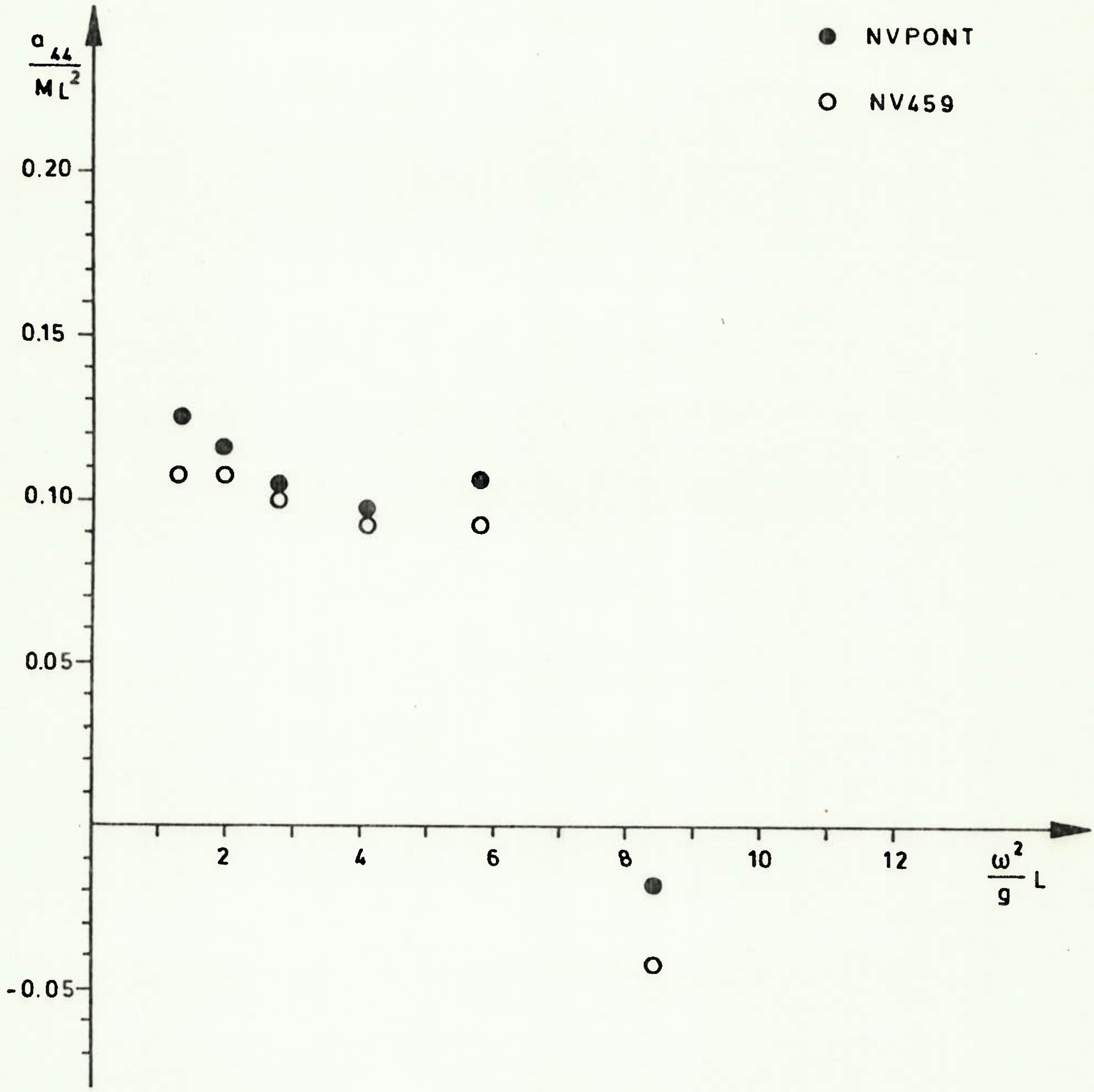

NVPONT
NV459
$\frac{b_{33}}{M\sqrt{g/L}}$
2.5
2.0
1.5
1.0
0.5
-0.5
-1.0
2
4
6
8
10
12
$\frac{\omega^2}{g} L$

FIG. D.4



$\frac{a_{44}}{ML^2}$
NVPONT
NV459
0.20
0.15
0.10
0.05
-0.05
2
4
6
8
10
12
$\frac{\omega^2}{g} L$

FIG. D.5

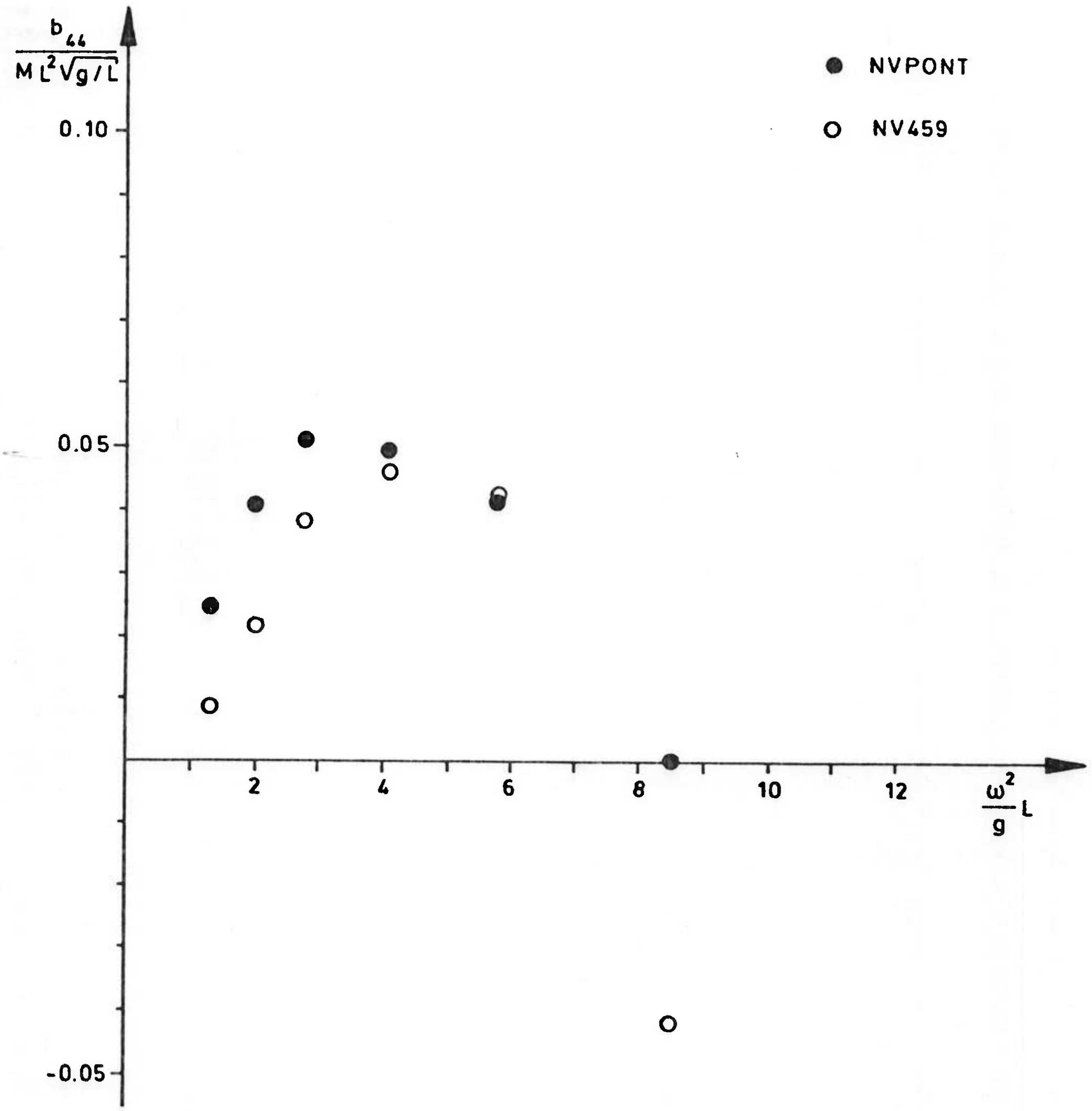

$\frac{b_{44}}{ML^2\sqrt{g/L}}$
0.10
0.05
-0.05
2
4
6
8
10
12
$\frac{\omega^2}{g}L$
NVPONT
NV459

FIG. D.6

A.IV.30

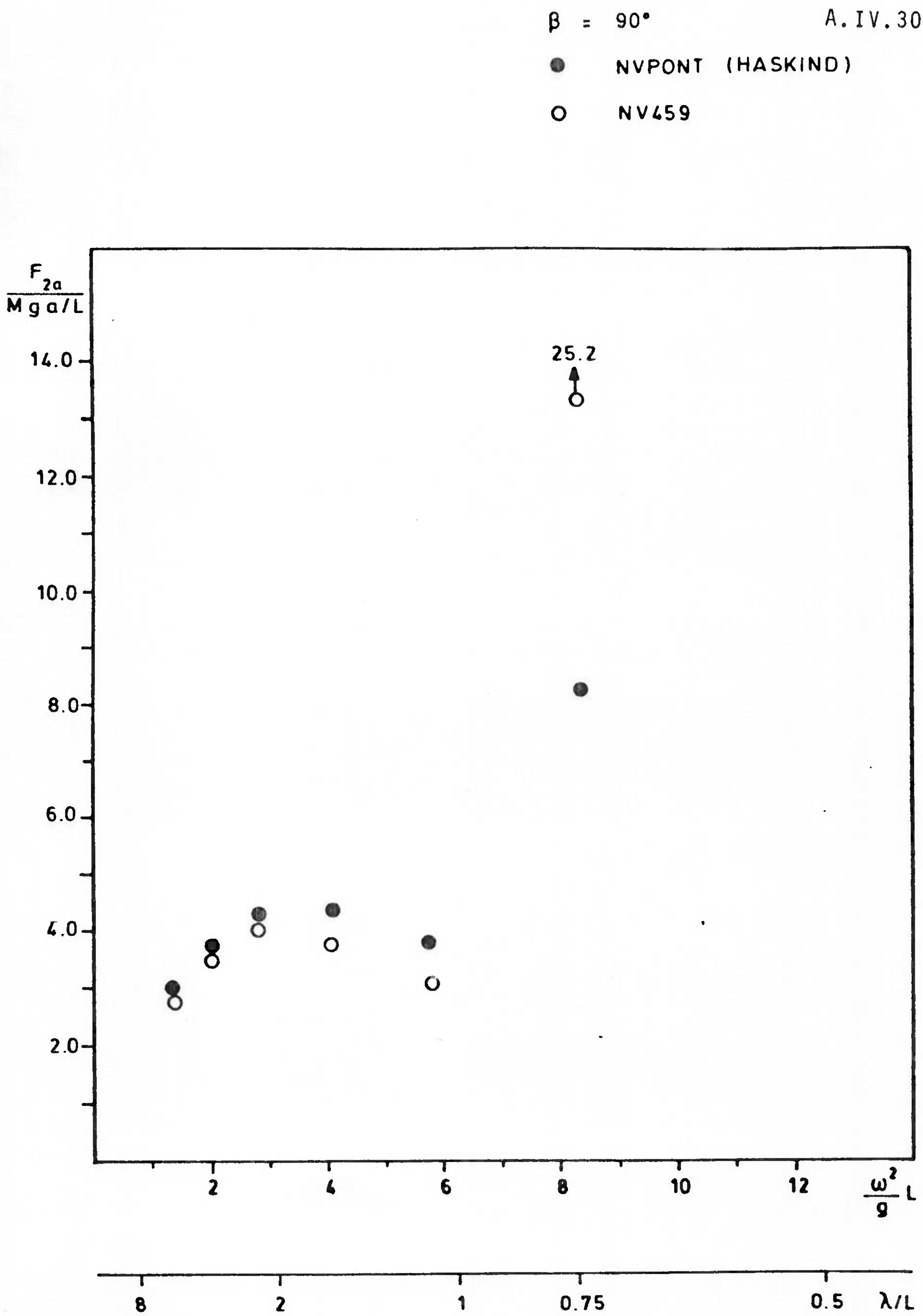

β = 90°
NVPONT (HASKIND)
NV459
F2a / Mga/L
14.0
12.0
10.0
8.0
6.0
4.0
2.0
25.2
2
4
6
8
10
12
ω²/g L
8
2
1
0.75
0.5
λ/L

FIG. D.7

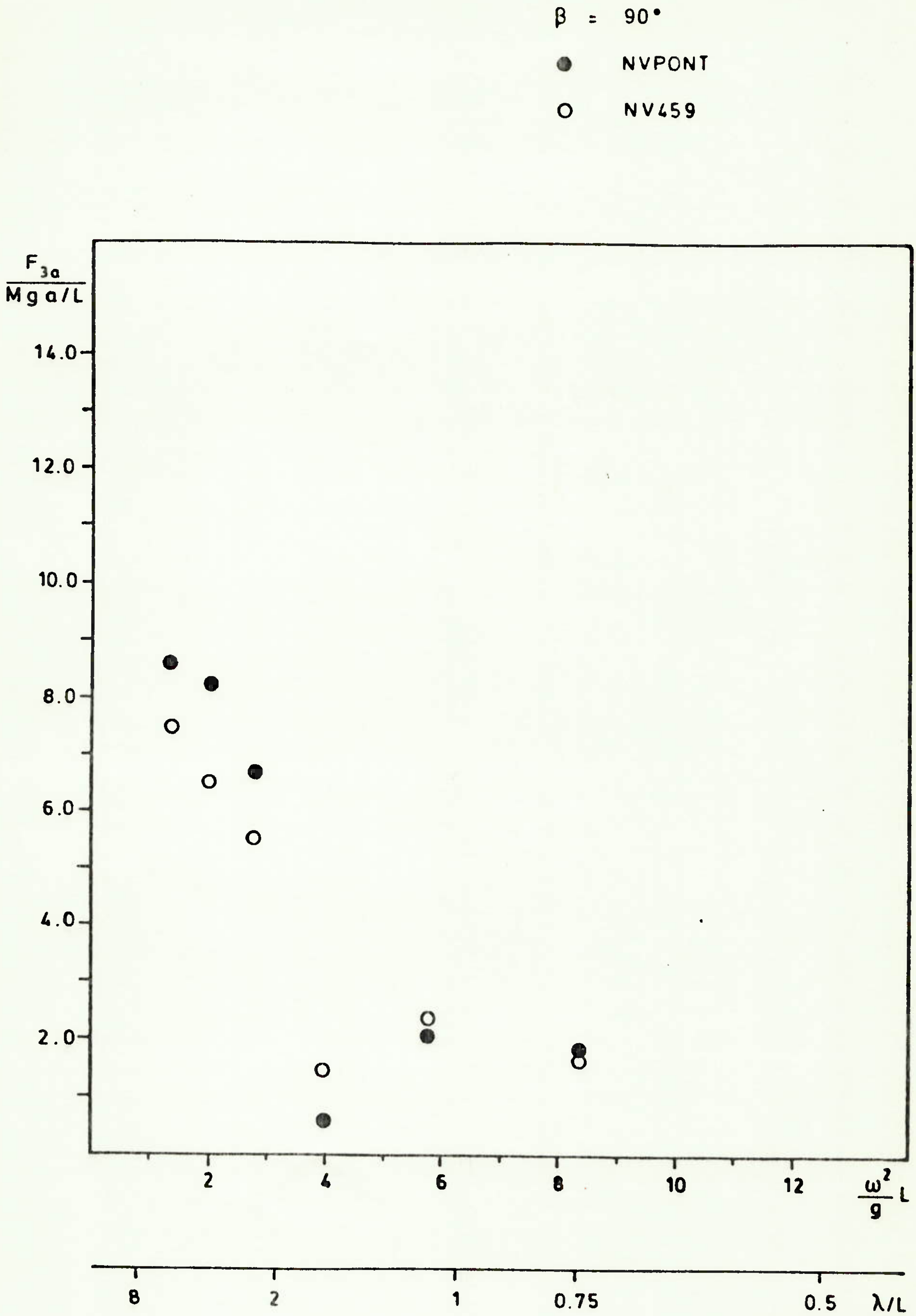

β = 90°
NVPONT
NV459
$\frac{F_{3a}}{Mga/L}$
14.0
12.0
10.0
8.0
6.0
4.0
2.0
2
4
6
8
10
12
$\frac{\omega^2}{g}L$
8
2
1
0.75
0.5
λ/L

FIG. D.8

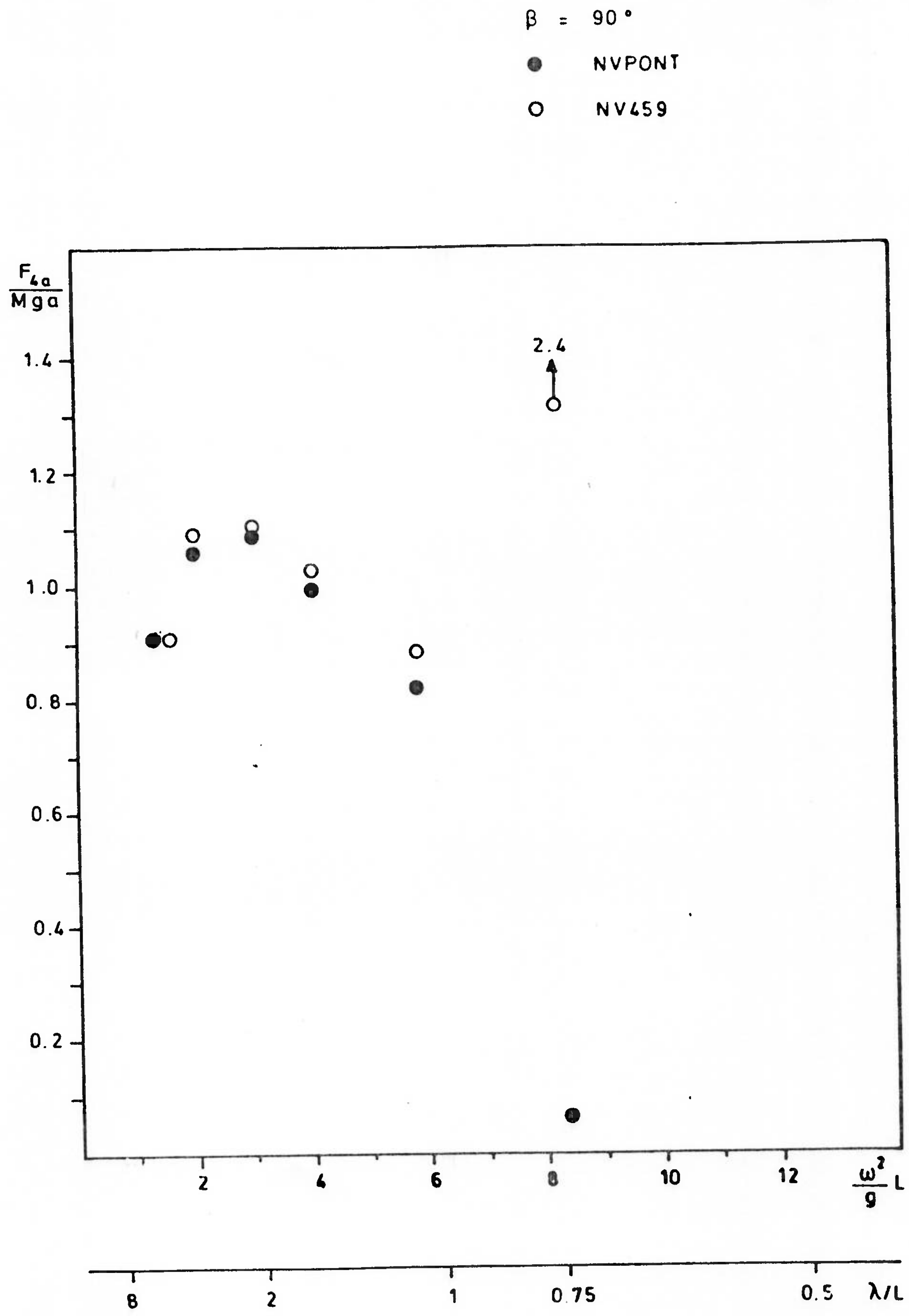
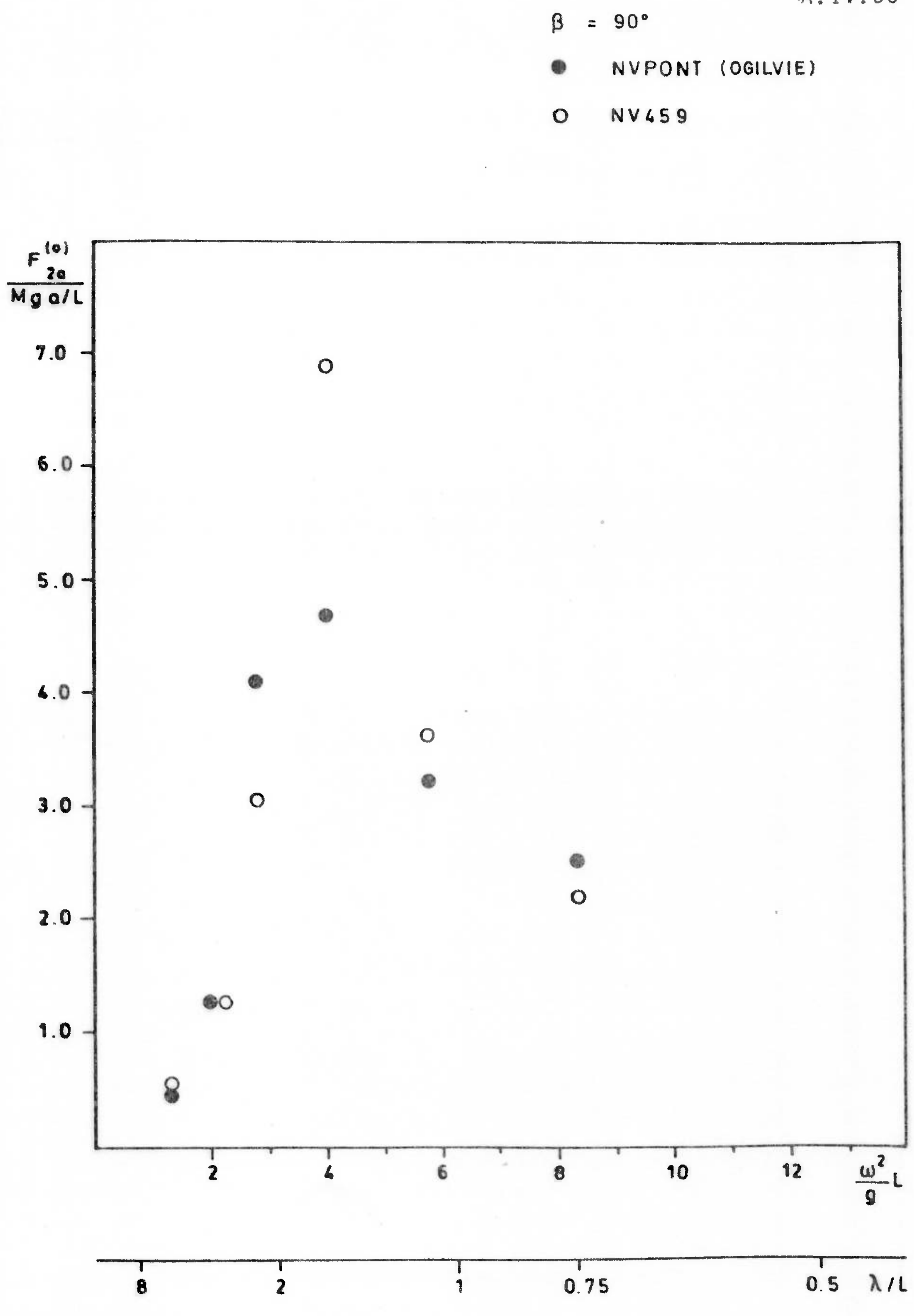

β = 90°
NVPONT
NV459
F4a / Mga
1.4
1.2
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
2.4
2
4
6
8
10
12
ω² L / g
8
2
1
0.75
0.5
λ/L

FIG. D.9



β = 90°
NVPONT (OGILVIE)
NV459
F(o) 2a / Mg a/L
7.0
6.0
5.0
4.0
3.0
2.0
1.0
2
4
6
8
10
12
ω²/g L
8
2
2
1
0.75
0.5
λ/L

FIG. D.10

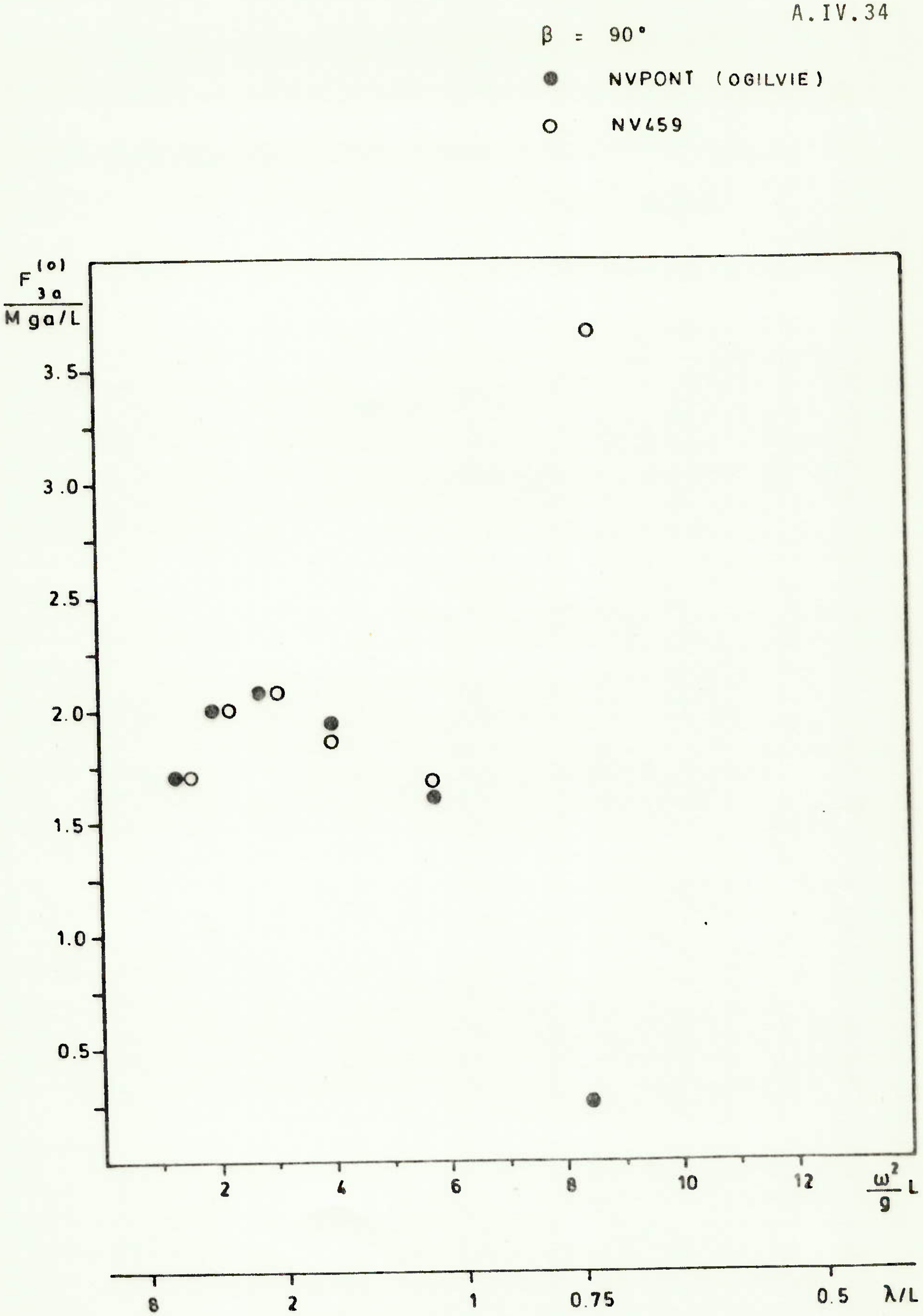

β = 90°
NVPONT (OGILVIE)
NV459
F (o) 3a / M ga/L
3.5
3.0
2.5
2.0
1.5
1.0
0.5
2
4
6
8
10
12
ω² L / g
8
2
1
0.75
0.5
λ/L

FIG. D.11

APÊNDICE A.IV - ÍNDICE DE FIGURAS

BIBLIOGRAFIA

*|1| APOSTOL, Tom M. Análisis matemático. Segunda edición. Barcelona, Editorial Reverté S.A., 1977.

*|2| ASHLEY, Holt Aerodynamics of wings and bodies. Reading, Mass., Addison-Wesley, 1965.

|3| BAIN, J. Mohole platform equations of motion for Dynasar program. New York, Advanced Technology Laboratories, Report nº 63GL122, Aug. 1963.

|4| BISHOP, R.E.D. & PRICE, W.G. The dynamics of marine vehicles and structures in waves. London, IME, 1974.

|5| BORODAI, I.K. & NETSVETAYEV, Y.A. Ship motions in ocean waves. Sudostorenie, Leningrad, 1969.

*|6| BØRRESEN, R. On the irregular frequency problem in the theory of ship motions. Oslo, Det Norske Veritas, Report nº 80-06-74, 1974.

|7| BURKE, B.G. The analysis of motions of semi-submersible drilling vessels in waves. SPE Journal, p.311-320, 1970.

*|8| CAPANOGLU, Cuneyt Tension leg platform: interaction of naval architectural and structural design considerations. Marine Technology, New York, 16(4): 343-352, Oct., 1979.

*|9| CARLSEN, C.A. & MATHISEN, J. Hydrodynamics loading for structural analysis of twin hull semisubmersibles. Chicago, ASME Winter Meeting, Nov. 1980.

*|10| CHATAIGNIER, Pascal & PRYTZ, Knud Added mass and damping calculation method issued from Potash for oscillating cylinders. Chantiers Navals de la Ciotat, 1976.

*|11| CHOO, Kwan Yup Exciting forces and pressure distribution on a ship in oblique waves. Massachusetts Institute of Technology, 1975. (Submitted in partial fulfillment of the requirements for the Degree of Doctor of Science).

|12| CHUNG,Jin S. Motion of a floating structure in water of uniform depth. J.Hydronautics, 10(3): 65-73, July 1976.

* |13| ST.DENIS, Manley On the motions of oceanic platforms. International Symposium on the Dynamics of Marine Vehicles and Structures in Waves; London, IME, 1974. Paper 13.

|14| ST.DENIS & ALMENDIGER, E. Problems of ocean platforms. Spring Meeting SNAME,Honolulu, Hawai, May 25-28.

* |15| VAN DYKE, Milton Pertubation methods in fluid mechanics. Stanford, California, The Parabolic Press, 1975.

* |16| EGELAND, O. & LANGFELDT, J.N. NV407 : Motions and loads for for drilling platforms. Maintenance manual. Oslo, Det Norske Veritas, Report nº 74-61-S, Nov. 1974.

|17| EVEREST, J.T. Some research on the hydrodynamics of catamarans and multi-hulled vessels in calm water. Transactions, NECIES., London, 84(5): 129-148, May, 1968.

* |18| FALTINSEN,Odd M. A study of the two-dimensional added-mass and damping coefficients by the Frank Close-Fit Method. Oslo, Det Norske Veritas, Report nº 69-10-S, 1969.

* |19| ——— A comparison of Frank Close-Fit method with some other methods used to find two-dimensional hydrodynamical forces and moments for bodies which are oscillating harmonically in an ideal fluid. Oslo, Det Norske Veritas, Report nº 69-43-S, Nov.1969.

* |20| ——— A rational strip theory of ship motions. Part II. Ann Arbor, Michigan, The University of Michigan, Dec. 1971.

* |21| ——— Wave forces on a restrained ship in head-sea waves. Ninth Symp. on Naval Hydrodynamics, Paris, Aug.1972.

* |22| FALTINSEN,Odd M. & LOKEN,A.E. NV459: Wave forces on large objects of arbitrary form. User's Manual. Oslo, Det Norske Veritas, Report nº 74-13-S, 1974.

* |23| FALTINSEN,Odd M. & MICHELSEN,F.C. Motions of large structures in

waves at zero Froude numbers. Oslo, Det Norske Veritas, Publ.nº 90, Sept. 1975.

|24| FISH, P. & RAINEY,R. The importance of structural motion in the calculation of wave loads on an offshore structure. Second International Conference on Behaviour of Offshore Structures, London , 28-31 Aug, 1979.

* |25| FRANK, W. Oscillation of cylinders in or below of the free surface of deep fluids. Washington, NSRDC Report 2375, Oct.1967.

* |26| FRANK, W. & SALVESEN,N. The Frank Close-Fit motion computer program (2D). Washington, NSRDC Report 3289, June 1970.

|27| GARRISON, C.J. Hydrodynamic loading of large offshore structures. International Symposium on Numerical Method Offshore Engineering, SWANSSA ,Jan 15th 1977.

|28| GOREN, Y. A new approach to derrick barge design. OTC 1079 Offshore Tech. Conf.,Houston,1969.

* |29| GREENBERG, Michael D.Application of Green's functions in science and engineering. Englewood Cliffs, N.J. Prentice-Hall, 1971.

|30| HADLER, J.B. et alii. Ocean catamaran seakeeping design, based on the experiences of USNS HAYES. New York, Transactions, SNAME,1974.

* |31| HALLAM, M.G., HEAF,N.J. & WOOTTON, L.R. Dynamics of marine structures. London, Ciria Underwater Engineering Group, Oct. 1978,Report UR8.

|32| HASKIND, M.D. The exciting forces and wetting of ships in waves. Izvetia Akademii Nauk SSSR, Otdelenie Tekhnicheskikh Nauk, nº 7., 1957, p.65-79.

|33| HEARN, Grant E. & DONATI, Edilio Seakeeping theories-applying some choice. Transactions, NECIES, London, 97(2): 53-68, March 1981.

*|34| HILDEBRAND, Francis B. Advanced calculus for applications. Englewood Cliffs,N.J., Prentice-Hall, 1976.

|35| HOOFT, Jan P. Designing platforms for minimum motion. Ocean Industry, Texas 5(12): 27-30, Dec.1170.

|36| ——— A mathematical method of determining hydrodynamically induced forces on a semisubmersible. Annual Meeting, SNAME, New York, Nov.11-12, 1971.

|37| ——— Motions of stationary structures. International Symposium on the Dynamics of Marine Vehicles and Structures in Waves, London, IME, 1974. Paper 9.

|38| ——— Distribution of wave forces on structural parts of ocean structures. Symposium on Offshore Hydrodynamics, Wageningen, The Netherlands, Publ. nº 375, Aug.25-26, 1971.

|39| ——— Oscillatory wave forces on small bodies. Netherlands Ship Model Basin, Publ. nº 331.

|40| JACOBS, W.R. The analytical calculations of ship bending moments in regular waves. Journal of Ship Research, New York,2(1) 1958.

|41| JOHANNESSEN, Kolbjørn A study of two-dimensional added mass and damping. Oslo, Det Norske Veritas. Report nº 74-14-S, March 1974.

* |42| JOHN, F. On the motions of floating bodies. Comm. Pure Appl.Math., 2:13-57, 1949; 3:45-101, 1950.

|43| JONES,H.D. Catamaran motion predictions in regular waves. Washington NSRDC Report 3700, Jan.1972.

* |44| JONG, B. de Computation of the hydrodynamics coefficients of oscillating cylinders. Netherlands Ship Research Centre TNO,Report nº 145S, June 1973.

*|45| KARPPINEN, Tuomo Wave induced motions of semisubmersible drilling rigs. Helsinki, Helsinki University of Technology.

* |46| KIM, C.H. The hydrodynamic interaction between two cylindrical bodies floating in beam seas. Hoboken , Stevens Institute of Technology , Report SIT-OE-72-10. Oct. 1972.

|47| KIM,C.H. Calculation of motion and load of a ship uniformly advancing in oblique regular waves. Davidson Lab., Stevens Institute of Technology, Hoboken, N.J. DT TM-66, March, 1974.

*|48| ——— Motions and loads of a catamaran ship of arbitrary shape in a seaway. Journal Hydronautics, New York, 10(1):8-17, Jan.1976.

*|49| KIM,C.H. & CHOU,F. Motions of a semisubmersible drilling platform in head seas. Marine Technology, New York, 10(2):112-123, April, 1973.

|50| KIM,C.H.; CHOU,Frank S. & TIEN,David Motions and hydrodynamic loads of a ship advancing in oblique waves. Transactions,SNAME, New York, 88:225-256, 1980.

|51| KIM,C.H. & MERCIER,J.A. Analysis of multiple-float suported platforms in waves. 9th Symposium on Naval Hydrodynamics, Paris, Aug.1972.

|52| KORVIN-KROUKOVSKY,B.V. & JACOBS,W.R. Pitching and heaving motions of a ship in regular waves. Transactions, SNAME, New York, v.65, 1957.

*|53| LAMB, Horace Hydrodynamics. New York, Dover, 1945.

*|54| LANGFELDT,O. E. & GRAN,S. NV407 B:Motions and loads for drilling plataforms. User's manual. Oslo, Det Norske Veritas, Report nº 76-63-S, 1974.

*|55| LEE,Choung M. Theoretical prediction of motion of small-waterplane-area, twin-hull (SWATH) ships in waves. Maryland, DTNSRDC Report 76-0046,1976.

|56| LEE,Choung M.; JONES,H. & BEDEL,J.M. Added mass and damping coefficients of heaving twin cylinders in a free surface. Washington , NSRDC Report 3695, 1971.

|57| LEE,Choung M.; JONES, H.D. & CURPHEY, R.M. Prediction of motion and hydrodynamic loads of catamarans. Marine Technology, New York , 10(4): 392-405, Oct.1973.

|58| LEE,Choung M. & KIM, Yoon-Ho Prediction of drift forces on twin hull bodies in waves. International Symposium on Hydrodynamics in Ocean Engineering, Trondheim, The Norwegian Institute of Technology, 1981.

* |59| LENOIR,M. & MARTIN,D. Etude theorique et numerique du probleme linearise du mouvement sur la houle tridimensionnel.Paris, ENSTA, Centre de l'Yvette, 1980.

|60| LEVI-CIVITA,T. La détermination rigoureuse des ondes permanentes d'ampleur finie. Proc.1st Internat. Congr. Appl. Mech.; Delft , p.129-145, 1924.

|61| LEWIS,F.M. The inertia of the water surrounding a vibrating ship Transactions, SNAME, vol.37, 1929.

* |62| LØKEN, Edvin Hydrodynamic interaction between several floating bodies of arbitrary form in waves. International Symposium on Hydrodynamics in Ocean Engineering. Trondheim, The Norwegian Institute of Technology, 1981.

* |63| MARION, Jerry B. Dinâmica clásica de las partículas y sistemas.Barcelona, Editorial Reverté S.A., 1975.

* |64| MATHISEN, Jan & CARLSEN, Carl Arne. A comparison of calculation methods for wave loads on twin pontoon semisubmersibles. SSPA International Ocean Engineering Ship Handling Symposium, Gothenburg, Sept. 17-19, 1980.

* |65| LE MÉHAUTÉ, Bernard An introduction to hydrodynamics and water waves. New York, Springer-Verlag, 1976.

* |66| MERIAN,James L. Dinâmica. Rio de Janeiro, Livros Técnicos e Científicos, 1976.

|67| MEYERS,W.G. et alii Manual- NSRDC ship-motion and sea-load computer program. Bethesda, Maryland, Naval Ship Research and Development Center, Feb. 1975.

|68| MORISON et alii The forces exerced by surface waves on piles. Transactions AIME 189, 1950, p.149-154.

*|69| NEWMAN,J.N. Marine hydrodynamics. Cambridge, The MIT Press, 1977.

*|70| NORDENSTRØM, Nils, FALTINSEN,Odd & PEDERSEN, Bjørn Prediction of wave-induced motions and loads for catamarans. OTC 1418, Offshore Tech. Conf. Texas, 1971.

*|71| NUMATA, Edward Predicting hydrodynamic behavior of small-waterplane area twin-hull ships. Marine Technology, New York, 18(1): 69-75, Jan.1981.

|72| OCHI,M.K. & VUOLO, R.M. Seakeeping characteristics of a multi-unit ocean plataform. New York, SNAME, Spring Meeting, Honolulu, Hawai, May 25-28, 1971.

* |73| OGILVIE, T. Francis On the computation of wave-induced bending and torsion moments. Journal of Ship Research, New York, 15(3): 217-220, Sept., 1971.

|74| -------- Transfer functions for predicting ship motions. In.: SEA-KEEPING 1953-1973. Technical & Research Symposium S-3, New York, SNAME, June 1974.

|75| -------- Wave-lenght scales in slender-ship theory. International Seminar on Ship Technology, Seoul, Korea, 13 Feb., 1976.

*|76| OGILVIE,T. Francis & SHIN, Young Sup Integral equations solutions for time-dependent free-surface problems. Transactions, The Society of Naval Architects in Japan, June 1978.

* |77| OGILVIE T. Francis & TUCK,E.O. A rational strip theory of ship motions: part I. The Department of Naval Architecture and Marine Engineering, The University of Michigan, March 1969.

|78| OHKUSU,M. On the heaving motion of two circular cylinders on the surface of a fluid. Reports of Research Institute of Applied Mechanics, Kyushu University, Japan, 17(58) 1969.

|79| OHKUSU,M. & TAKAKI, M. On the motion of multihull ships in waves. Reports of Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University Japan, 19(62) July, 1971.

|80| OHMATSU, Shigeo On the irregular frequencies in the theory of oscillating bodies in a free surface. Tokyo, Papers of Ship Research Institute, nº 48, 1975.

* |81| VAN OORTMERSSEN, G. Hidrodynamic interaction between two structures floating in waves. Second International Conference on Behavior of Offshore Structures. Imperial College, London, 28-31 Aug.1979, v.1, p.339.

* |82| ——— Some hydrodynamic aspects of multi-body systems. International Symposium on Hydrodynamics in Ocean Engineering. Trondheim,The Norwegian Institute of Technology, 1981.

|83| PAULLING,J.R. Elastic response of stable platform structures to wave loading. International Symposium on the Dynamics of Marine Vehicles and Structures in Waves, London, IME, 1974. Paper 25.

|84| ——— Stability and ship motion in a seaway. Summary Report 1 July 69-30, U.S. Coast Guard, June 1970.

|85| ——— Time domain simulation of semisubmersible platform motion with application to the tension-leg platform. New York, SNAME, Paper to be presented at the Spring Meeting/STAR Symposium, San Francisco, Cal, May 25-27, 1977.

* |86| ——— Wave induced forces and motions of tubular structures. 8th Symposium on Naval Hydrodynamics, Pasadena, Aug., 1970.

* |87| PAULLING,J.R. & HONG, Y.S. Analysis of semisubmersible catamaran-type platform. OTC 2975, Offshore Tech. Conf. Houston, p.135-141, 1977.

* |88| PIEN,P.C. & LEE, C.M. Motion and resistance of a low-waterplane-area catamaran. The Ninth Symposium on Naval Hydrodynamics, Paris,21-25, Aug., 1972.

* |89| POTASH, Roger L. Second-order theory of oscillating cylinders.Berkeley, California, College of Engineering, Report nº NA 70-3, June 1970.

|90| RELLICH, F. Über das asymptotische verhalten der lösungen von $\Delta u + Ku=0$ in unendlichen gebieten. Jahresbericht d. Deutschen Math. Vereinigung, 53: 57-65, 1943.

* |91| SALVESEN ,N. TUCK, E.O. & FALTINSEN, O. Ship motions and sea loads. New York, Transactions. SNAME, 1970, v.78.

|92| SARPKAYA, Turgut A critical assessment of Morison's equation. International Symposium on Hydrodynamics in Ocean Engineering, Norway, The Norwegian Institute of Technology, 1981.

|93| SAYER, P. & SPENCER,R. The wave-induced motions of adjacent floating vessels. International Symposium on Hydrodynamics in Ocean Engineering.Trondheim,The Norwegian Institute of Technology, 1981.

* |94| SAYER, P. & URSELL,F. Integral-equation methods for calculating the virtual mass in water of finite depth. 2nd. Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, Sept. 1977.

* |95| VAN SLUIJS, M.F. & MINKENBERG,H.L. A review of studies of ocean platform motions, Ocean Engineering, New York, 4:75-90,1977.

|96| SÖDING,H. Eine modifikation der streifenmethode. Schiffstechnik,16 Band, 80 Heft, Februar. 1969.

* |97| STOKER, J.J. Water waves. New York, Interscience Publishers,1957.

|98| STRUIK, D.J. Détermination rigoureuse des ondes irrotationelles permanentes dans un canal à profondeur finie. Math. Ann., 95: 595-634, 1926.

* |99| THORNE, R.C. Multipole expansions in the theory of surface waves. Proceedings Cambridge Philosophy Society, 49: 707-716, 1953.

|100| URSELL, F. On the heaving motion of a circular cylinder on the surface of a fluid. Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics 2: 218-231, 1949.

|101| ——— Short surface waves due to an oscillating immersed body. Proceedings RINA, London, 1953, p.90-103.

|102| WAHAB,R. & HUBBLE,E.N. Simplified theoretical methods of predicting the motion of a Catamaran in waves. Washington,NSRDC Report 3836, Jan.1972.

|103| WAHAB, Rama; PRITCHETT, Clark & RUTH, L.C. On the behavior of the ASR Catamaran in waves. Marine Technology, New York, 8(3): 334-360, July 1971.

|104| WANG,S. & WAHAB, R. Heaving oscillations of twin cylinders in a free surface. Journal of Ship Research, New York, 15(2): 33-48, March 1971.

* |105| WEHAUSEN, John V. & LAITONE, Edmund V. Surface waves. Encyclopedia of physics. Berlin, Spring-Verlag, 1960, p.446-749.

|106| WOOD,P. State-of-the-art report on seakeeping. 16th. American Towing Tank Conference, 1972.

* |107| WU, T.Y. Catamaran and semi-submersible ships - a literature survey. 14th International Towing Tank Conference, 1975.

Nota: As publicações não assinaladas com (*) ou constituem uma extensão da bibliografia utilizada ou foram simplesmente citadas como referên - cias ao longo do texto, sem terem sido entretanto consultadas.