505 | Februar 1990



SCHRIFTENREIHE SCHIFFBAU

Blazej Ochocinski

Untersuchungen an Tension-Leg-Plattformen für die Nordsee

TUHH
Technische Universität Hamburg-Harburg

Untersuchungen an Tension-Leg_Plattformen für die Nordsee

Blazej Ochocinski, Hamburg, Technische Universität Hamburg-Harburg, 1990

ISBN: 3-89220-505-1

© Technische Universität Hamburg-Harburg
Schriftenreihe Schiffbau
Schwarzenbergstraße 95c
D-21073 Hamburg

http://www.tuhh.de/vss

INSTITUT FÜR SCHIFFBAU DER UNIVERSITÄT HAMBURG
Bericht Nr. 505

Untersuchungen an Tension-Leg-Plattformen für die Nordsee

von

Blazej Ochocinski

Februar 1990

Inhalt

Danksagung 5

Liste der Symbole 6

Einleitung 11

1 Allgemeine Darstellung eines typischen TLP-Systems 15

2 Hydrodynamische Analyse des Schwimmkörpers 28
2.1 Aufgabenstellung und Methoden der hydrodynamischen Analyse 28
2.2 Erregungskräfte und -momente 1. Ordnung 41
2.3 Hydrodynamische Koeffizienten 49
2.4 Kräfte und Momente 2. Ordnung 59

3 Untersuchungen des Seeverhaltens 63
3.1 Linearisierte Bewegungsgleichungen 63
3.2 Nichtlineare Bewegungsgleichungen 69
3.3 Verhalten der TLP in regelmäßigen Wellen 74
3.4 Verhalten der TLP im natürlichen Seegang 89
3.5 Seeverhalten nach Teilversagen des Verspannungssystems 112

4 Globale Belastungs- und Spannungsanalyse der Plattformstruktur 116
4.1 Idealisierung der Plattformstruktur 116
4.2 Ermittlung der Strukturbelastung 116
4.3 Analyse der Plattformstruktur nach der Finite-Elemente-Methode 121
4.4 Globale Spannungsanalyse 121

5 Dynamische Analyse des Riser- und des Verspannungssystems 129
5.1 Belastung der Riser und Tendons durch Umweltlasten und Plattformbewegung 129
5.2 Nichtlineare dynamische Analyse nach der Finite-Elemente-Methode 130
5.3 Bewertung der Ergebnisse in Hinblick auf die Bemessung von Risern und Tendons 144

6 Lebensdaueranalyse von Tendons 145
6.1 Umweltbedingungen und Lastannahmen für die Abschätzung der Lebensdauer von Tendons 145
6.2 Ermittlung der effektiven Spannungsdoppelamplituden im kritischen Querschnitt eines Tendons 145
6.3 Abschätzung der Lebensdauer der Tendons 154
6.4 Bewertung der Ergebnisse in Hinblick auf Konstruktion und Bemessung von TLP-Tendons 155

7 Parameterstudien 158
7.1 Ziel der Parameterstudien 158
7.2 Darstellung der untersuchten Parametervariationen 159

7.3 Einfluß der Geometrie des Schwimmkörpers auf die hydrodynamischen Charakteristika und auf das Seeverhalten 162
7.4 Einfluß einiger Entwurfsparameter des Gesamtsystems auf das Bewegungsverhalten und die Tendonkräfte 186

8 Integriertes Programmsystem 203
8.1 Allgemeine Darstellung 203
8.2 Aufbau des integrierten Programmsystems für Entwurf und Konstruktion von Strukturen mit Auftriebsüberschuß 203

9 Allgemeine Bewertung der Ergebnisse 210

Literatur 211

Danksagung

Diese Arbeit entstand im Rahmen des mit Mitteln des Bundesministers für Forschung und Technologie geförderten Forschungs- und Entwicklungsvorhabens "Untersuchungen an Tension-Leg-Plattformen für die Nordsee" (Förderkennzeichen MTK 03715), das von mir im Zeitraum von November 1986 bis Februar 1989 am Arbeitsbereich Meerestechnik I der Technischen Universität Hamburg-Harburg bearbeitet wurde.

Mein besonderer Dank gilt in erster Linie den Herren Prof. Dr.-Ing. E. Lehmann von der Technischen Universität Hamburg-Harburg und Prof. Dr.-Ing. H. Söding vom Institut für Schiffbau der Universität Hamburg, die nach dem Tod des Leiters des Arbeitsbereichs, Prof. Dr.-Ing. K. Kokkinowrachos, die fachliche Betreuung und Begutachtung meiner Arbeit übernommen haben.

Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Keil danke ich für die Übernahme des Vorsitzes des Prüfungsausschusses.

Bei der Blohm + Voss AG möchte ich mich für die zur Verfügung gestellten technischen Daten bedanken.

Den ehemaligen Mitarbeitern des Lehrgebiets Grundlagen der Meerestechnik der RWTH Aachen, Herrn Dr.-Ing. H.-G. Zibell und Herrn Dr.-Ing. P. Markoulidis, danke ich für ihre Hilfsbereitschaft und viele anregende Diskussionen bei der Bearbeitung der Probleme der Hydrodynamik, des Seeverhaltens und der Riserdynamik.

Ich danke meinem Kollegen Dipl.-Inform. W. Zeevaert für die fruchtbare Zusammenarbeit und für seine wertvolle Hilfe bei der Erstellung der im Rahmen der Arbeit entstandenen Programm-Module, bei der Durchführung der umfangreichen Berechnungen sowie bei der fachlichen Formulierung des 8. Abschnittes dieser Dissertation.

Nicht zuletzt gilt mein herzlicher Dank Frau D. Korf und Frau U. Müller ebenso wie den studentischen Hilfsassistenten für ihre Unterstützung bei der Erstellung dieses Berichts.

Liste der Symbole

A_i, A_0		wirksamer Querschnitt eines Tendonbündels
A_j	$j = 1,2,\cdots,6$	wirksame Flächen bzw. Flächenmomente
A_T		wirksamer Querschnitt eines Tendons
A_{WL}		Wasserlinienfläche
a		Normierungslänge
a, q		Koeffizienten der Mathieu'schen DG
a_{kj}, b_{kj}	$k,j = 1,2,\cdots,6$	frequenzabhängige hydrodynamische Massen- und Dämpfungskoeffizienten
$a_{kj}(\infty)$	$k,j = 1,2,\cdots,6$	frequenzunabhängige hydrodynamische Massen
a_x, a_y, a_z		Entfernungen der Anlenkpunkte der Tendonkräfte von den Koordinatenebenen Oyz, Ozx, Oxy
B_{ES}		Abstand zwischen den Achsen der Ecksäulen in Breitenrichtung
B_P		Gesamtbreite der Plattform
b_P		Pontonbreite
c_{D_j}	$j = 1,2,\cdots,6$	Widerstandsbeiwerte
$c^i_{F_{jk}}$	$j,k = 1,2,3$	Koeffizienten der nichtlinearen Steifigkeitsmatrix der Ersatzfeder i in Bezug auf den Anlenkpunkt F_i
$c_{H_{jk}}$	$j,k = 1,2,\cdots,6$	effektive hydrostatische Rückstellkoeffizienten der Plattform
c^i_j	$j = 1,2,3$	Richtungscosinus des Tendons i bzgl. des globalen Koordinatensystems
c^i_{jj}	$j = 1,2,3$	Diagonalelemente der linearen Steifigkeitsmatrix der Ersatzfeder i in Bezug auf den Anlenkpunkt F_i
$c^i_{l_F}$		1. Ableitung der nichtlinearen Federkennlinie nach Δl_{F_i}
$c_{V_{jk}}$	$j,k = 1,2,\cdots,6$	Elemente der linearisierten Steifigkeitsmatrix des Verspannungssystems
$c^i_{V_{jk}}$	$j,k = 1,2,\cdots,6$	Elemente der linearisierten globalen Steifigkeitsmatrix der Ersatzfeder i
D_{ges}		Gesamtschädigungsgrad
D_i		Teilschädigungsfaktoren
D_{zul}		zulässiger Gesamtschädigungsgrad
d, d_0		Wassertiefe, Nennwassertiefe
d_{ES}, d_{MS}		Durchmesser der Eck- und der Mittelsäulen
E		Elastizitätsmodul des Tendon-Materials
$F_{B_k}(t)$	$k = 1,2,\cdots,6$	hydrodynamische Reaktionskräfte und -momente
$F_{D_k}(t)$	$k = 1,2,\cdots,6$	nichtlineare Dämpfungskräfte und -momente

$F_{E_k}^{(1)}(t), F_{E_k}^{(2)}(t)$	$k = 1, 2, \cdots, 6$	hydrodynamische Erregungskräfte 1. und 2. Ordnung
$F_{E0_k}^{(1)}(\omega, \alpha)$	$k = 1, 2, \cdots, 6$	reelle Amplituden der hydrodynamischen Erregungskräfte und -momente 1. Ordnung
$F_{E0_k}^{(2)}(\omega, \alpha)$	$k = 1, 2, 6$	Mittelwerte der Wellenkräfte bzw. -momente 2. Ordnung
$\widehat{F}_{E_k}^{(1)}(\omega, \alpha)$	$k = 1, 2, \cdots, 6$	komplexe Amplituden der hydrodynamischen Erregungskräfte und -momente 1. Ordnung
$F_{F_k}^i(t)$	$k = 1, 2, 3$	Federkräfte im globalen Bezugssystem
$F_{H_k}(t)$	$k = 1, 2, \cdots, 6$	effektive hydrostatische Kräfte und -momente
F_i		Federanlenkpunkte
$\bar{F}_k^{(2)}$	$k = 1, 2, 6$	Mittelwert der Driftkräfte bzw. des Driftmoments im natürlichen Seegang
F_V^0		statische Vorspannkraft des gesamten Verspannungssystems
$F_{V_k}(t)$	$k = 1, 2, \cdots, 6$	Reaktionskräfte und -momente der Verspannung
$\Delta F_{V_k}^i(t), \Delta M_{V_k}^i(t)$	$k = 1, 2, 3$	Rückstellkräfte und -momente der Ersatzfeder i im globalen Bezugssystem
$F_{W_k}(t)$	$k = 1, 2, \cdots, 6$	Wellenkräfte und -momente
$F_{z_0}^i$		linearisierte Tendonkraft-Amplitude
$f_{E0_k}^{(1)}(\omega, \alpha)$	$k = 1, 2, \cdots, 6$	Übertragungsfunktionen der Erregungskräfte und -momente 1. Ordnung
$f_{E0_k}^{(2)}(\omega, \alpha)$	$k = 1, 2, 6$	quadratische Übertragungsfunktionen der Erregungskräfte und -momente 2. Ordnung
$G(x, y, z, \xi, \eta, \zeta)$		Green'sche Einflußfunktion
g		Erdbeschleunigung
H		Wellenhöhe
$H_{1/3}$		signifikante Wellenhöhe
H_P		Seitenhöhe der Plattform
h_P		Pontonhöhe
$I_{xx}, I_{yy}, I_{zz}, I_{xy}, I_{yz}, I_{zx}$		Massenträgheitsmomente
$I_{WL_{xx}}, I_{WL_{yy}}$		Wasserlinienträgheitsmomente
$\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$		Einheitsvektoren der Koordinatenachsen Ox, Oy, Oz
$J_m(kr)$		Bessel'sche Funktion 1. Art und m-ter Ordnung
$K_{jk}(t)$	$j, k = 1, 2, \cdots, 6$	Retardationsfunktionen
k		Wellenzahl
k_1^i, k_2^i, k_3^i		Koeffizienten der Kennlinie der Ersatzfeder i
L		rechnerische Lebensdauer

L_{ES}		Abstand zwischen den Achsen der Ecksäulen in Längsrichtung
L_P		Gesamtlänge der Plattform
$l_{F_i}, \Delta l_{F_i}$		Tendon-Länge und -Streckung
l_{LP}, l_{QP}		Längen der Längs- und Querpontons
$M_b^{\max}, M_b^{\min}$		Extremwerte der Biegemomente
m		Plattformmasse
m_{jk}	$j,k = 1,2,\cdots,6$	Elemente der Trägheitsmatrix
$m_{0r}, \tilde{m}_{0r}$		Varianz und die auf $(H_{1/3}/2)^2$ bezogene Varianz eines Antwortprozesses $r(t)$
N_F		Anzahl der Ersatzfedern
N_i		Bruchlastspielzahl
n_i		Anzahl der Lastwechsel
n_k	$k = 1,2,\cdots,6$	generalisierte Richtungscosinus
n_T		Anzahl aller Tendons in Betrieb
$\bar{n}$		Flächennormalenvektor
$Oxyz$		kartesisches Koordinatensystem
$O'x_1x_2x_3$		ortsfestes Inertialsystem
$P_a^{\max}, P_a^{\min}$		Extremwerte der Axialkräfte
$p(x,y,z,t)$		instationäre Druckverteilung
$Q_k(\xi,\eta,\zeta)$	$k = 1,2,\cdots,6$	Singularitätendichte an der Stelle (ξ,η,ζ)
ΔR_{jk}	$j,k = 1,2,3$	Elemente der linearisierten Rotationsmatrix
R_{pq}^{645}	$p,q = 1,2,3$	Elemente der nichtlinearen Rotationsmatrix
$R_{B_x}, R_{B_y}, M_{B_z}, R_{T_x}, R_{T_y}, M_{T_z}$		Reaktionskräfte und -momente am unteren und oberen Ende eines Risers/Tendons
$r(t), r_0, r_{1/3}$		zeitlicher Verlauf, Amplitude und signifikante Amplitude eines Antwortprozesses
r,θ,z		Zylinderkoordinaten
SCF		Spannungskonzentrationsfaktor
$S_{D_k}(\omega)$	$k = 1,2,6$	Spektren der niederfrequenten Anteile der Wellendriftkräfte und des Wellendriftmoments im natürlichen Seegang
S_F, S_∞		Kontrollflächen
ΔS_n		Fläche des n-ten Panels
S_0		benetzte Oberfläche
$S_r(\omega)$		eindimensionales Antwortspektrum
$S_\zeta(\omega), S_\zeta(\omega,\alpha)$		ein- bzw. zweidimensionales Seegangsspektrum
$s_k(t), \dot{s}_k(t), \ddot{s}_k(t)$	$k = 1,2,\cdots,6$	zeitliche Verläufe der Auslenkung, Geschwindigkeit und Beschleunigung in Richtung k
s_{k_0}	$k = 1,2,\cdots,6$	reelle Amplituden von $s_k(t)$
Δs_k	$k = 1,2,\cdots,6$	inkrementelle Auslenkung in Richtung k
$\hat{s}_k, \hat{\dot{s}}_k, \hat{\ddot{s}}_k$	$k = 1,2,\cdots,6$	komplexe Amplituden von $s_k(t), \dot{s}_k(t), \ddot{s}_k(t)$

T	Wellenperiode
T_{ges}	Betriebszeit
T_0	mittlere Aufwärtsnullstellenperiode
T_0^i	statische Vorspannkraft der i-ten Ersatzfeder
T_P	Plattformtiefgang
$\left[T^{(n)}\right]$	Transformationsmatrix
$\bar{u}(x,y,z,t)$	Geschwindigkeitsfeld einer ungestörten Welle
V	Verdrängungsvolumen
$\bar{v}(x,y,z)$	Geschwindigkeit eines Bezugspunkts der Plattform
$X_3^{(2)}(t)$	Anteil 2. Ordnung der Vertikalbewegung
x,y,z	kartesische Koordinaten im mitbewegten System
x_G, y_G, z_G	Koordinaten des Massenschwerpunkts G
x_V, y_V, z_V	Koordinaten des Auftriebsschwerpunkts V
x_1, x_2, x_3	kartesische Koordinaten im globalen Intertialsystem
$\bar{x}_u^i, \bar{x}_o^i$	Ortsvektoren des unteren und oberen Anlenkpunkts der Ersatzfeder i
$\Delta\bar{x}^i(t)$	globale Auslenkung des Federanlenkpunkts F_i
$\Delta\bar{x}^{Ri}(t)$	globale Änderungen von $\bar{x}_o^i$ infolge rotatorischer Plattformbewegungen
$Y_r(\omega,\alpha)$	reelle Übertragungsfunktion einer Antwort $r(t)$
α	Wellenanlaufwinkel
$\varepsilon_{E_k}^{(1)}(\omega,\alpha), \varepsilon_{E_k}^{(2)}(\omega,\alpha)$	Phasenwinkel der harmonischen Komponenten der Erregungskräfte und -momente 1. und 2. Ordnung
$\varepsilon_{jl}(\omega_j,\alpha_l)$	Zufallsphasen der harmonischen Komponenten eines simulierten Seegangs
ε_m	Neumann'sches Symbol
$\zeta(x,y,t)$	Ordinaten der verformten Meeresoberfläche
$\zeta_0(x,y,t)$	Profil einer ungestörten harmonischen Welle
θ_i	Neigungswinkel der Tendons bzgl. Vertikalrichtung
λ	Wellenlänge
ν	Sicherheitsfaktor
ξ,η,ζ	Singularitäten-Koordinaten
ρ	Dichte des Wassers
σ	Spannung
$\Delta\sigma$	Spannungsdoppelamplitude
ϕ,φ	Potentiale
χ,ψ,ψ_G	Einflußfunktionen
ω	Wellenkreisfrequenz

i	imaginäre Einheit $i = \sqrt{-1}$
e	Euler-Konstante
π	π-Zahl
$Re\{\ldots\}$	Realteil-Operator
$Im\{\ldots\}$	Imaginärteil-Operator
$\sum$	Summationszeichen
$\triangle$	Nabla-Operator
$\{\ldots\}$	Spaltenvektor
$[\ldots]$	Matrix
$\times$	Vektorprodukt

Einleitung

Die Tension-Leg-Plattformen werden seit Beginn der 70er Jahre als das wichtigste Konzept für Offshore-Felder mit größeren Wassertiefen angesehen.

Die in mehreren Ländern, wie in den USA, Großbritannien, Norwegen, Japan und Frankreich in den Jahren 1975 bis 1985 intensiv betriebene Grundlagen- und angewandte Forschung auf dem Gebiet der TLP-Technologie hat eindeutig bewiesen, daß bei der Auslegung dieser technisch komplizierten Systeme hochwertige ingenieurwissenschaftliche Methoden eingesetzt werden müssen, um die Forderungen nach Sicherheit und Wirtschaftlichkeit des Gesamtsystems erfüllen zu können.

Ziel der in dieser Arbeit dargestellten Untersuchungen an Tension-Leg-Plattformen für die Nordsee war es, für einige der wichtigsten Bereiche des Entwurfs einer Tension-Leg-Plattform die ingenieurwissenschaftlichen Methoden zu entwickeln und eine Reihe von theoretischen Untersuchungen in Bezug auf TLP's für die Nordsee durchzuführen. Letztere umfaßten insbesondere die hydromechanische Analyse des Schwimmkörpers, Untersuchungen des Seeverhaltens der Plattform im intakten Zustand und nach Teilversagen des Verspannungssystems sowie die Auslegung der Riser und der Verspannung.

Die Arbeit wurde in folgende drei Phasen unterteilt, die generell der Entwurfslogik entsprechen und durch die steigende Vertiefung der Problembehandlung gekennzeichnet sind:

Phase I: Konzeptionelle Auslegung

- Studie der existierenden TLP-Entwürfe
- Hydrodynamische Analyse
- Lineare Analyse des Bewegungsverhaltens

Phase II: Entwurf und Konstruktion

- Verhalten der Plattform in regelmäßigen Wellen einschließlich Berechnung der Tendonkräfte
- Belastungs- und Spannungsanalyse der Plattformstruktur
- Untersuchungen des Riser- und des Verspannungssystems
- Lebensdaueranalyse von Tendons

Phase III: Spezielle Aufgabenbereiche

- Seeverhalten nach Teilversagen der Verspannung
- Parameterstudie
- Erstellung integrierter Programmsysteme für Entwurf und Konstruktion von Strukturen mit Auftriebsüberschuß

Am Arbeitsbeginn waren über 12 TLP-Konzepte [1] bekannt, die seitens der Industrie weltweit entwickelt worden waren und eine Reihe von Forschungsvorhaben initiiert hatten, in denen die wichtigsten Aspekte des Entwurfs einer Tension-Leg-Plattform behandelt wurden [2-5].

Von den ersten Nordsee-Entwürfen mögen hier beispielhaft die norwegische Aker-TPP und die deutsche ARGE-TLP erwähnt werden , die sowohl theoretisch als auch im Modelltank eingehend untersucht wurden, aber nie in die Realisierungsphase kamen [6-10].

Eine besondere Bedeutung für die FuE-Aktivitäten und für die Praxis auf dem Gebiet der TLP-Technologie haben die Ergebnisse der 14-jährigen Entwicklung sowie die praktischen Erfahrungen aus dem Bau und der erfolgreichen Installation der Hutton-TLP von Conoco [11-16]. Die seit dem 13. Juli 1984 in Betrieb befindliche, in 150 m Wassertiefe im Hutton-Feld in der Nordsee installierte TLP ist bislang die einzige gebaute Produktionsplattform des TLP-Typs der Welt. Auf die in Zusammenhang mit dem Conoco-Projekt erzielten und weltweit an vielen Stellen veröffentlichten neuen Erkenntnisse und gesammelten Erfahrungen wird in dieser Arbeit oft Bezug genommen.

Die Praxisnähe, Aktualität und unmittelbare Verwertung der Ergebnisse der Untersuchungen waren aber in erster Linie durch die Zusammenarbeit mit der Blohm + Voss AG in Hamburg gewährleistet. Mit Hilfe der entwickelten Rechenverfahren wurden umfangreiche Berechnungen für den von der Blohm + Voss AG in Zusammenarbeit mit Fluor Engineers Inc., Houston, erstellten ausgereiften TLP-Entwurf für die nördliche Nordsee und 350 m Wassertiefe [19] durchgeführt. Die Berechnungen umfaßten das Seeverhalten, die Spannungsanalyse der Struktur und die globale dynamische Analyse der Riser und Tendons.

In den letzten Jahren wurden in Europa einige neue TLP-Entwürfe für die Nordsee entwickelt, von denen insbesondere die Stahlbeton-TLP für das Heidrun-Feld von Conoco Norway, Inc. [20], die Snorre-TLP von Saga Petroleum [21, 22] sowie die GVA-TLP von Götaverken Arendal [23] erwähnenswert sind.

Für einen ausgewogenen Entwurf sind eingehende Betrachtungen sowohl des Gesamtsystems als auch seiner Komponenten notwendig. Besondere Aufmerksamkeit wird der Berechnung des Plattformverhaltens unter Berücksichtigung der von der Verspannung erzeugten Rückstellkräfte und der detaillierten Analyse der Komponenten des Verspannungssystems gewidmet.

Diese Arbeit enthält die wichtigsten Ergebnisse der erstmalig in der Bundesrepublik Deutschland in einem größeren Umfang systematisch durchgeführten theoretischen Untersuchungen an Tension-Leg-Plattformen für die Nordsee.

In Abschnitt 1 werden vorerst die allgemeinen Betrachtungen des TLP-Konzepts angestellt. Nach der Darstellung des physikalischen Prinzips und der Hauptkomponenten eines typischen TLP-Systems werden die Vorteile der TLP's gegenüber anderen schwimmenden und ortsfesten Produktionsplattformen beim Einsatz in großen Wassertiefen erläutert. Die allgemeinen Betrachtungen enden mit einer zusammenfassenden Darstellung der beim Entwurf von TLP-Systemen und deren Komponenten auftretenden, nur für diese Objekte spezifischen Probleme.

In Abschnitt 2 wird von den eingesetzten Rechenmethoden und den Ergebnissen der hydrodynamischen Analyse des TLP-Schwimmkörpers berichtet. Bei den Untersuchun-

gen wurde sowohl ein Makroelemente-Verfahren als auch ein Quellen-Senken-Verfahren eingesetzt. Nach einer kurzen Übersicht des prinzipiellen Vorgehens bei den beiden Verfahren werden einige, mit Hilfe dieser Methoden ermittelte, frequenzabhängige Verläufe der hydrodynamischen Massen- und Dämpfungskoeffizienten sowie der Erregungskräfte 1. Ordnung einander gegenübergestellt. Anhand ausgewählter Beispiele werden auch die hydrodynamischen Kräfte und Momente 2. Ordnung dargestellt. Die numerischen Verfahren und die erzielten Ergebnisse werden im Hinblick auf die Entwurfspraxis bewertet.

Die Untersuchungen des Seeverhaltens des Gesamtsystems werden in Abschnitt 3 diskutiert.

Die Darstellung beginnt mit der Formulierung der Bewegungsgleichungen in zuerst linearisierter und dann in nichtlinearer Form. Die nichtlinearen Gleichungen werden numerisch im Zeitbereich integriert. Um den Einfluß der Nichtlinearitäten, wie der nichtlinearen Rückstellkräfte von der Verspannung oder der nichtlinearen, zum Quadrat der Umströmungsgeschwindigkeit proportionalen Dämpfungskräfte auf das Bewegungsverhalten und die Tendonkräfte zu demonstrieren, werden vorerst die Ergebnisse der linearen und der nichtlinearen Analyse des TLP-Verhaltens in regelmäßigen Airy'schen Wellen qualitativ und quantitativ miteinander verglichen. Die Ergebnisse der linearisierten Berechnungen im Frequenzbereich werden in Form von Übertragungsfunktionen der Bewegungen und Kräfte, die Ergebnisse der Simulationsrechnung in Form von zeitlichen Verläufen der interessierenden Größen dargestellt. Anschließend folgen die Ergebnisse der Berechnungen des Seeverhaltens im natürlichen Seegang, die sowohl mit Hilfe eines linearisierten Verfahrens als auch als nichtlineare Simulationsrechnung erfolgten. Von Bedeutung ist hier vor allem die stochastische Auswertung der errechneten (lineares Modell) bzw. simulierten (nichtlineare Berechnungen) Seegangs- und Anwortspektren, im nichtlinearen Fall auch die statistische Auswertung der generierten Zeitreihen. Abschließend wird das Problem des Seeverhaltens der Plattform nach Teilversagen des Verspannungssystems diskutiert, was einen sehr wichtigen Beitrag zum Sicherheitskonzept des TLP-Systems bildet.

In Abschnitt 4 werden einige Ergebnisse der Belastungs- und Spannungsanalyse der Plattformstruktur besprochen. Die Ermittlung der Belastung erfolgte unter Zugrundelegung der Ergebnisse der hydrodynamischen Analyse und der Analyse des Seeverhaltens. Die Spannungsanalyse wurde nach der linearen Finite-Elemente-Methode durchgeführt.

Die globale dynamische Analyse von Risern und Tendons einer Tension-Leg-Plattform erfordert in der Regel ebenso die Berücksichtigung von Nichtlinearitäten, die aus den Verschiebungen und Verdrehungen resultieren, als auch der nichtlinearen Effekte, die von der Belastung (z.B. Widerstandskräfte, Vorspannung, etc.) und von den Randbedingungen herrühren. In Abschnitt 5 werden die wichtigsten Ergebnisse der nichtlinearen dynamischen Analyse des Riser- und des Verspannungssystems präsentiert und in Hinblick auf ihre Bemessung und die Interaktion mit den anderen Komponenten des Gesamtsystems bewertet.

Die Abschätzung der Lebensdauer des Verspannungssystems einer TLP ist einer der wichtigsten Punkte des Entwurfs. In Abschnitt 6 werden die Methoden und die Ergebnisse der Lebensdaueranalyse von Tendons dargestellt und von verschiedenen Gesichtspunkten aus diskutiert. Aufgrund der Nichtlinearität des Rechenmodells beschränkt sich die Abschätzung auf das sog. deterministische Verfahren. Besondere Aufmerksamkeit wird

hierbei den Lastannahmen und der Ermittlung der effektiven Spannungsdoppelamplituden im kritischen Querschnitt eines Tendons des sog. Hutton-Typs ebenso wie der Wahl der zutreffenden Wöhler-Linie gewidmet.

Um den Einfluß der wichtigsten Entwurfsparameter auf das Bewegungsverhalten und die Tendonkräfte zu untersuchen, wurde eine umfangreiche Parameterstudie durchgeführt, wobei sich die hierfür eingesetzten Rechenverfahren aus Rechenzeit- und Rechenkostengründen auf die linearisierten Methoden beschränkten. In Abschnitt 7 werden die wichtigsten Ergebnisse dieser Studie in Hinblick auf die Entwurfspraxis erörtert.

Ziel der im Abschnitt 8 beschriebenen Arbeiten war, die vorhandenen und die neu entwickelten Rechenprogramme in Form von größeren Programmpaketen so miteinander zu koppeln, daß wichtige Teile des Entwurfs von Tension-Leg-Plattformen und allgemein von Strukturen mit Auftriebsüberschuß in größerer Vollständigkeit behandelt werden können. Die Anwendbarkeit der erstellten Programm-Module wird nach einer schematischen Darstellung ihrer Struktur sowohl vom entwurfstechnischen als auch vom computertechnischen Gesichtspunkt aus diskutiert, wobei das letztere von Herrn Dipl. Inform. W. Zeevaert, der an der Durchführung der im Folgenden besprochenen Berechnungen mitgewirkt hat, formuliert wurde.

Diese Arbeit endet mit einer allgemeinen Bewertung der Ergebnisse und mit einem Ausblick in Bezug auf die aktuellen Entwicklungstendenzen in der TLP-Technologie.

1 Allgemeine Darstellung eines typischen TLP-Systems

Tension-Leg-Plattformen sind nachgiebige Strukturen, die als Trägergerät von Produktionssystemen in Offshore-Gebieten mit größeren Wassertiefen, in den sog. Marginalfeldern, besonders gut geeignet sind.

Ein typisches TLP-System ist in Abb 1.1 dargestellt. Es läßt sich in vier folgende Hauptuntersysteme unterteilen:

- ein halbtaucher-ähnlicher Schwimmkörper, der die eigentliche Produktionsplattform bildet,
- ein Verspannungssystem, das der Verankerung der Plattform dient und aus vier Tendongruppen besteht,
- ein Fundament ("foundation template"), an das die Tendons am Meeresboden angekoppelt sind,
- ein Risersystem.

Im normalen Betriebszustand befindet sich das Verspannungssystem stets unter Vorspannung, die durch den Auftriebsüberschuß des Schwimmkörpers erzeugt wird.

Die TLP's sind in Bezug auf ihre horizontalen translatorischen Verschiebungen und in Bezug auf ihre Drehung um die Vertikalachse nachgiebige Strukturen. Die bei einer erzwungenen Auslenkung der Plattform aus der mittleren Gleichgewichtslage, in der die Zugbeine, im folgenden als Tendons bezeichnet, vertikal zur ungestörten Wasseroberfläche verlaufen, entstehenden horizontalen Rückstellkräfte können in erster Näherung durch die Projektion der in den Tendons herrschenden Zugkräfte auf die Horizontalebene berechnet werden. Mit Hilfe dieser Projektionskräfte kann ebenfalls das Rückstellmoment bzgl. der vertikalen Drehachse ermittelt werden.

Vertikalbewegungen der Plattform sowie Drehbewegungen um die horizontalen Drehachsen werden durch große Dehnsteifigkeit der Tendons praktisch unterdrückt.

Aufgrund des Auftriebsüberschusses, der Umweltlasten und Schwimmkörperbewegung ist das Verspannungssystem permanent einer erheblichen statischen und dynamischen Belastung ausgesetzt.

Die hydrostatischen Rückstellkräfte und -momente spielen im Vergleich zu den durch die Elastizität der Tendons und durch die statische Vorspannung verursachten Rückstellkräften und -momenten nur eine untergeordnete Rolle und beeinflussen kaum das Bewegungsverhalten des Systems, wie aus den im folgenden präsentierten Ergebnissen ersichtlich wird.

Streng genommen bleibt die hydrostatisch bedingte Vorspannkraft des Verspannungssystems bei einer horizontalen Auslenkung der Plattform aus der mittleren Gleichgewichtslage im ungestörten Wasser nicht konstant. Die große Dehnsteifigkeit der Tendons bewirkt hierbei eine erzwungene Tiefertauchung der Plattform bzgl. des ungestörten Wasserspiegels, den sog. "set down"-Effekt, die einen nichtlinearen Charakter hat und größer ist als die Tauchung 1. Ordnung, was die nichtlinearen Simulationsrechnungen noch zeigen

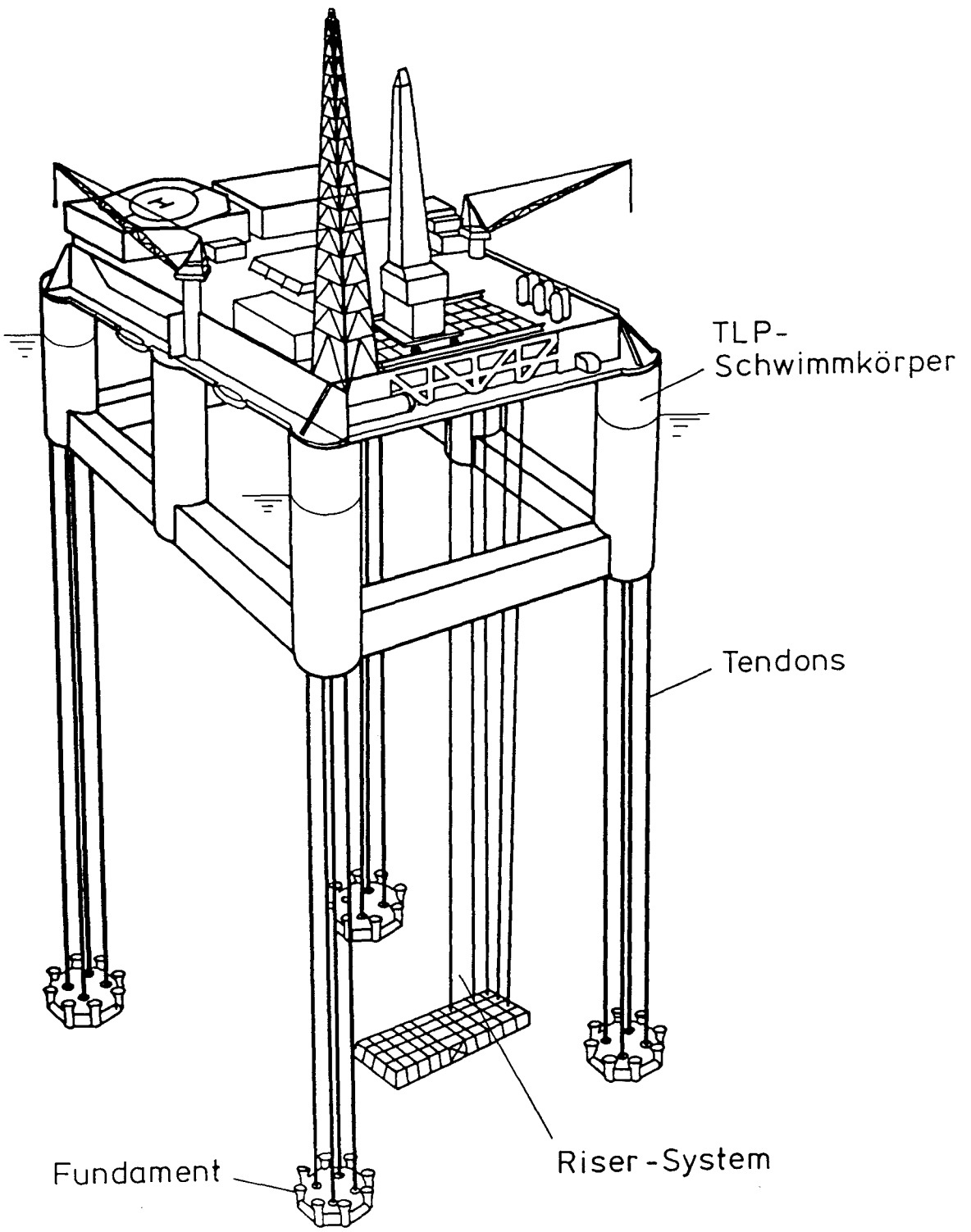


Abb. 1.1 Ein typisches TLP-System für die Nordsee

werden. Einige Autoren, wie z.B. Rainey [25] u.a., versuchen, die mit diesem Effekt verbundenen Änderungen der hydrostatischen Auftriebskraft und somit die Vorspannungsänderungen als eine der Ursachen der dynamischen Instabilität oder der parametrisch erregten Schwingungen in den horizontalen Freiheitsgraden anzusehen, die in Modellversuchen mit verspannten Strukturen beobachtet werden. Auf eine genauere Betrachtung dieser Art Phänomene wird in dieser Arbeit bei den Untersuchungen des Seeverhaltens näher eingegangen.

Die Bewegungsarmut in vertikaler Richtung ebenso wie die andauernd fast horizontale Lage des Decks, die unabhängig von der horizontalen Auslenkung durch die elastische und geometrische Steifigkeit der Verspannung gewährleistet sind, stellen die Hauptvorteile der TLP's bezüglich der meistens auf der Basis von Halbtauchern konzipierten, schwimmenden Offshore-Produktionssystemen, den sog. FPF's ("floating production facilities"), dar. Darüber hinaus erlauben sowohl die Größe als auch die aus der Verspannung resultierende sehr hohe Stabilität der TLP's in rotatorischen Freiheitsgraden (Roll- und Pitch-Bewegung) die Unterbringung von in etwa doppelt so großer Nutzlast (Payload), die vorwiegend im oberen Bereich der Plattform verteilt wird, als es normalerweise im Falle großer Produktions-Halbtaucher wegen der Kentersicherheit möglich ist. Außerdem kommen noch bei den unverspannten Strukturen die technischen Probleme der Tiefwasserverankerung und der dynamischen Positionierung hinzu, die ihren Einsatz in Wassertiefen über 350 m unwirtschaftlich oder ganz unmöglich machen.

Andererseits werden auch dem Einsatz von TLP's in sehr großen Wassertiefen (600 bis 1000 m) technisch bedingte Grenzen gesetzt, die zum Abschluß dieser Arbeit noch näher erläutert werden.

Um das Bewegungsverhalten einer TLP mit dem Bewegungsverhalten unverspannter Systeme vergleichbarer Größe und Nutzlast quantitativ vergleichen zu können, wurden Berechnungen des Bewegungsverhaltens folgender Objekte durchgeführt:

- zwei Halbtaucher mit der Nutzlast von 9000 t, verankert mit Hilfe von acht 3-Zoll-Ketten mit horizontalem Einlauf am Meeresboden,
- eine TLP der gleichen Nutzlast, verspannt wie im Betriebszustand,
- dieselbe TLP im Ballastzustand, mit Kettenverankerung wie bei den Halbtauchern.

Die Wassertiefe beträgt in allen vier Fällen 350 m.

In Abb. 1.2 und 1.3 sind die Übertragungsfunktionen der Surge- und der Heave-Bewegung für den Wellenlaufwinkel $\alpha = 0°$ (längs laufende Wellen), in Abb. 1.4 und 1.5 die entsprechenden Übertragungsfunktionen für $\alpha = 90°$ (quer laufende Wellen) der vier Vergleichsobjekte einander gegenübergestellt.

Die Definition des Wellenlaufwinkels α ist aus der Systemskizze, Abb. 2.1.2, ersichtlich. In den Abb. 1.2 bis 1.5 entsprechen s_{1_0}, s_{3_0} den Amplituden der Surge-, Sway- und Heave-Bewegung. ω bezeichnet die Wellenkreisfrequenz, H die Wellenhöhe.

Die Verspannung des Schwimmkörpers hat im ω-Bereich von 0.35 bis 0.65 rad/s größere Surge- bzw. Sway-Amplituden zur Folge, wie Abb. 1.2 und 1.4 zeigen. In Hinblick auf die Bewegungskompensation an den oberen Enden der Riser erweisen sich aber vor allem

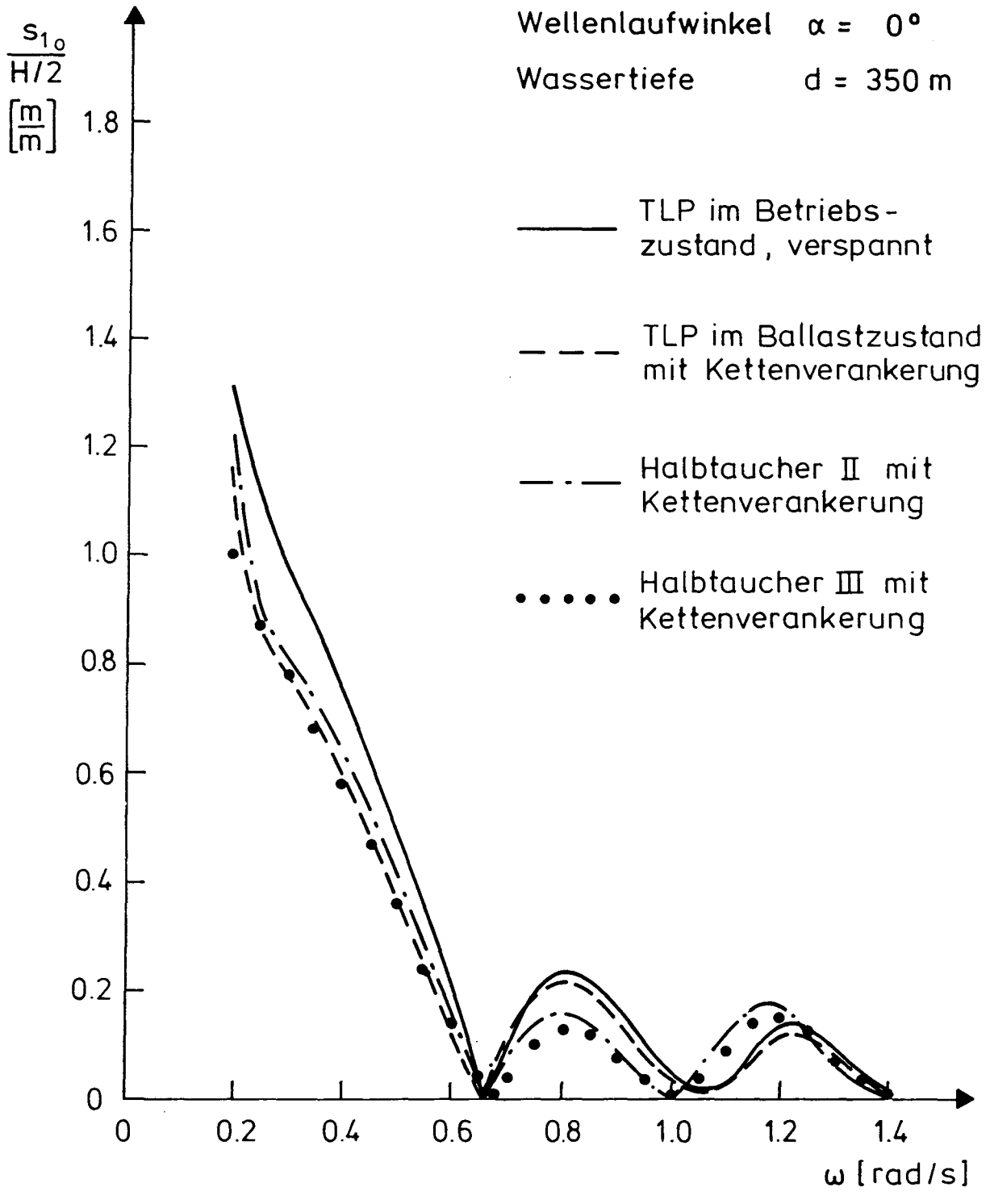


Abb. 1.2 Übertragungsfunktionen der Surge-Bewegung. Vergleich zwischen FPS und TLP. $\alpha = 0°$

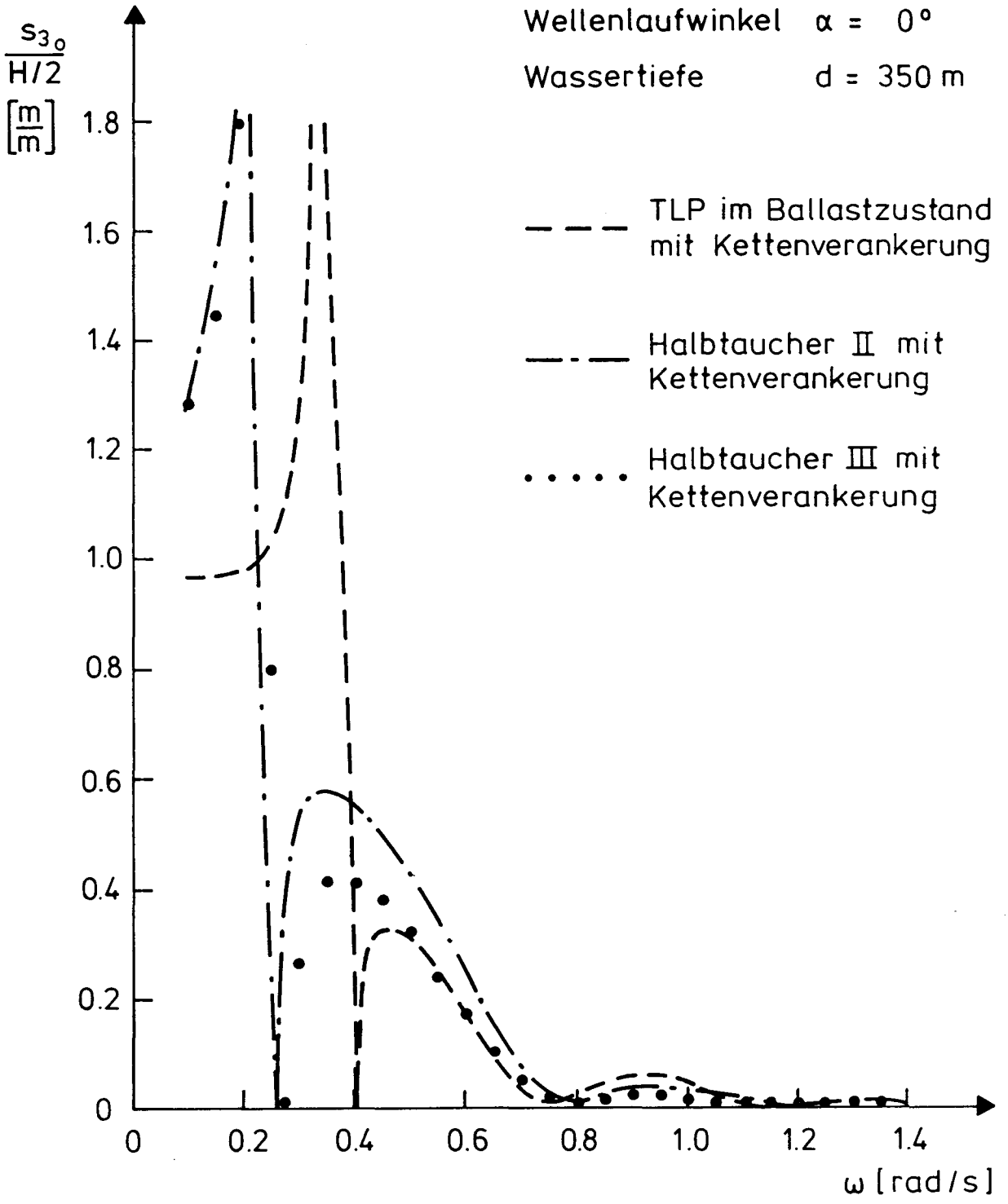


Abb. 1.3 Übertragungsfunktionen der Heave-Bewegung. Vergleich zwischen FPS und TLP. $\alpha = 0°$

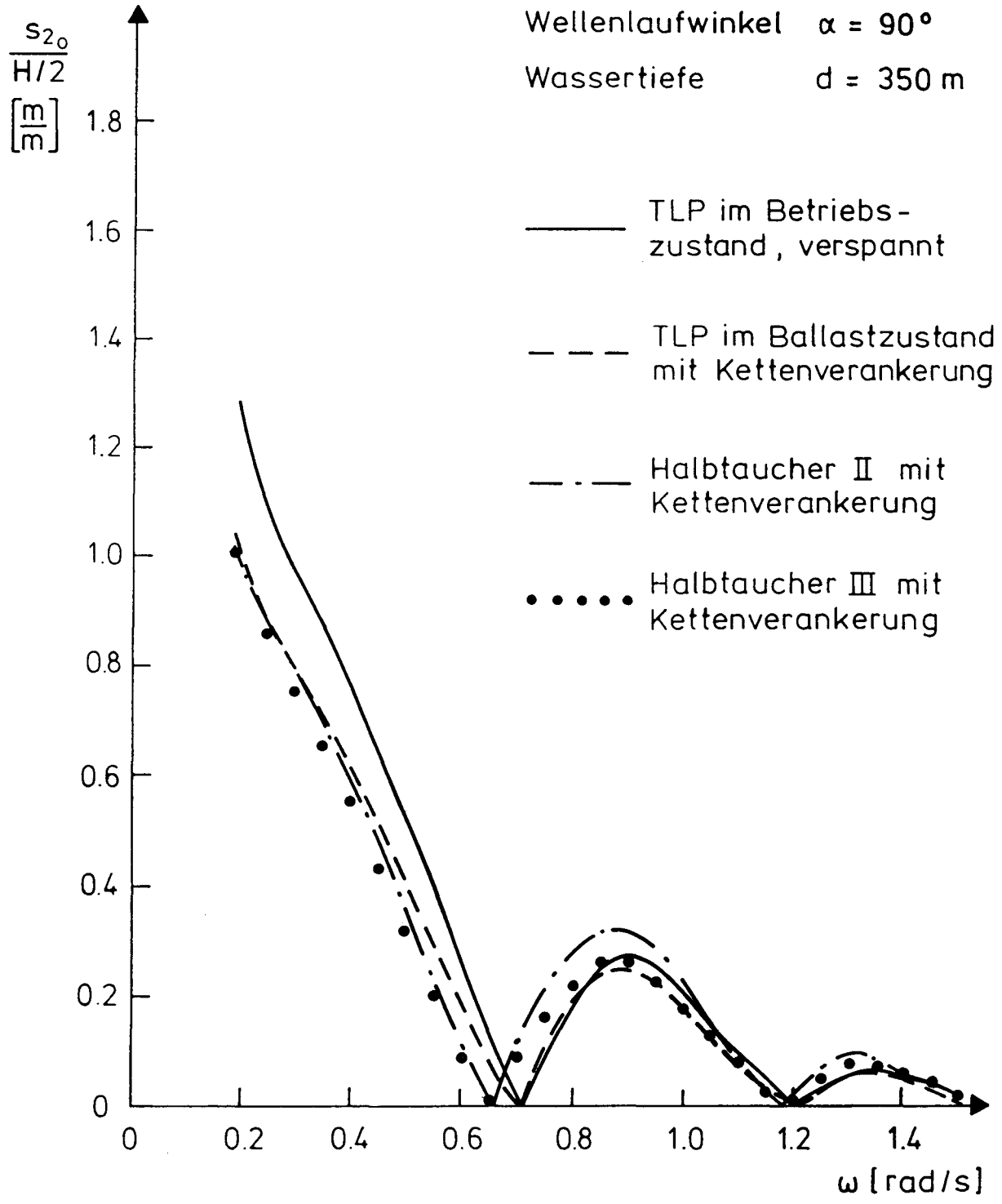


Abb. 1.4 Übertragungsfunktionen der Sway-Bewegung. Vergleich zwischen FPS und TLP. $\alpha = 90°$

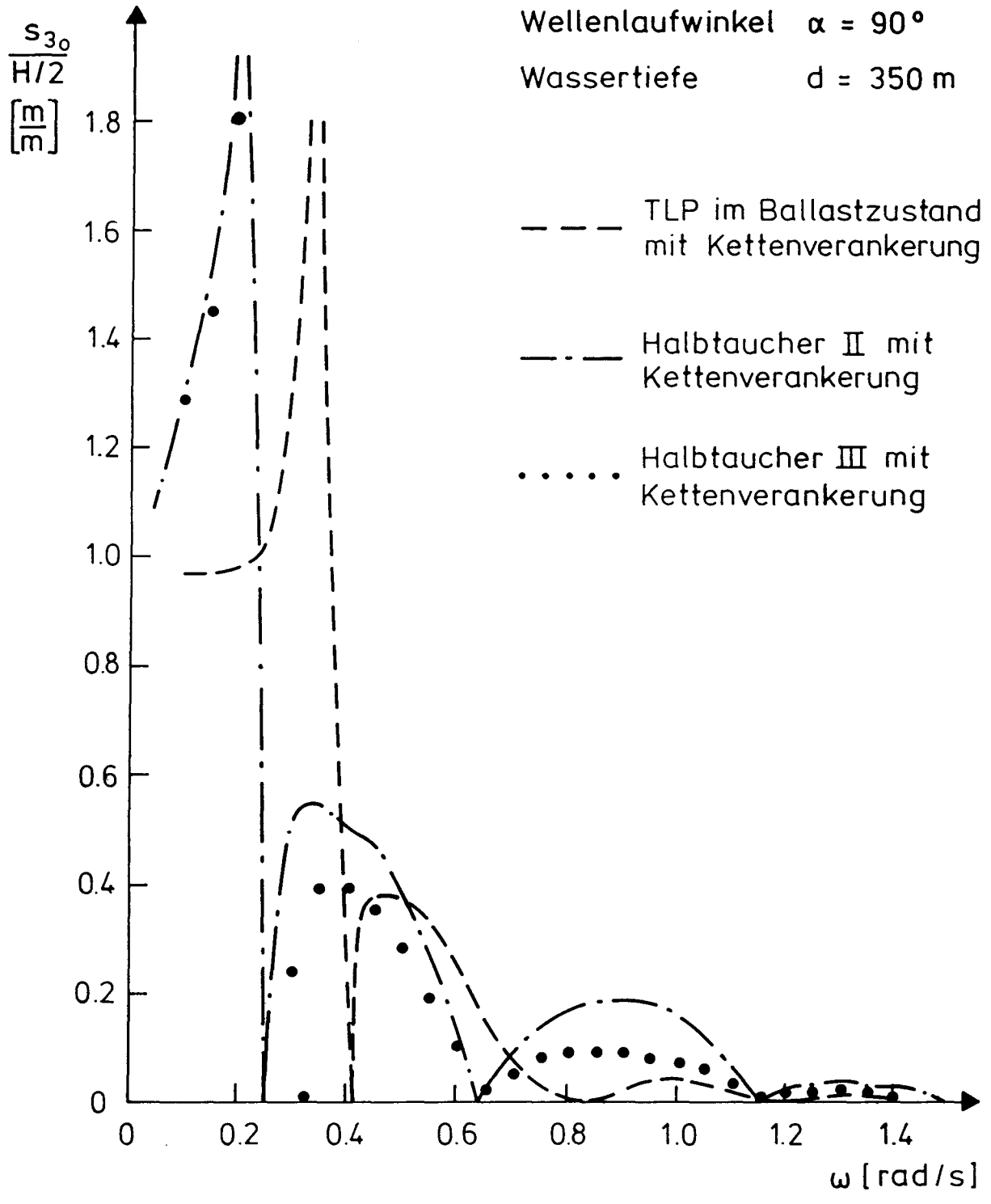


Abb. 1.5 Übertragungsfunktionen der Heave-Bewegung. Vergleich zwischen FPS und TLP. $\alpha = 90°$

die Vertikal- und die Drehbewegungen um die horizontalen Drehachsen als besonders kritisch. Ihre Unterdrückung ist hierbei der entscheidende Vorteil der TLP's gegenüber den anderen Strukturen, sogar dann, wenn etwas größere Surge- und Sway-Amplituden in Kauf genommen werden müssen.

Diese Schlußfolgerung findet ihre Bestätigung auch in ähnlichen Vergleichsrechnungen dieser Art, wie z.B. in einigen früheren Untersuchungen der Fluor, Inc. oder in [26].

Die Abb. 1.3 und 1.5 machen deutlich, daß die Heave-Amplituden der im Halbtaucher-Modus befindlichen Strukturen von der Größenordnung der Amplituden der erregenden Wellen sind. Die durch nichtlineare Berechnungen ermittelten Tauchbewegungen der TLP in einer Entwurfswelle mit der Höhe $H = 30\ m$ und der Periode $T = 14.5\ m$ liegen dagegen im Bereich von $\pm\ 0.15\ m$.

Als die sichersten Träger von Offshore-Produktionsanlagen in kleineren und in mittleren Wassertiefen gelten bekanntlich ortsfeste Plattformen, die außer ihrer Unbeweglichkeit eine sichere Abstützung und Schutz für das Risersystem bieten, was bei den Tension-Leg-Plattformen nicht der Fall ist, wodurch zusätzliche Schwierigkeiten bei der Auslegung von TLP-Risern entstehen.

Die Grenze für den Einsatz von auf dem Meeresboden stehenden Plattformen ist vor allem wirtschaftlicher Natur. In Abb. 1.6 sind nach [24] die Investitionskosten von vier für größere Wassertiefen in Frage kommenden Systemen qualitativ miteinander verglichen. Der Vergleich umfaßt ein Produktionssystem auf der Basis eines entsprechend umgebauten Tankers, ein FPF-System auf Halbtaucher-Basis, eine TLP und eine ortsfeste Struktur. Abb. 1.7 zeigt die wirtschaftlich vertretbaren Einsatzbereiche von drei Systemtypen: FPF, TLP und Jacket-Strukturen in Abhängigkeit von der Wassertiefe und der Nutzlast (Payload). Diese Abbildung ist ebenfalls der Studie [24] entnommen worden.

Aus den beiden Diagrammen geht eindeutig hervor, daß die TLP's heutzutage die wirtschaftlichste Lösung in Wassertiefen größer als 300 m darstellen.

Von Einfluß auf die Wirtschaftlichkeit eines TLP-Systems ist das Verhältnis der Nutzlast zur Verdrängung oder m.a.W. der Nutzlast zur Plattformgröße, die die Investitionskosten des Systems entscheidend beeinflußt. Dieses Verhältnis hängt von vielen Entwurfsparametern ab. Einige, die am entscheidendsten das Verhältnis beeinflussen können, wurden untersucht, worauf ferner ausführlicher eingegangen werden wird. Ein TLP-Entwurf zeichnet sich durch eine sehr große Sensitivität bezüglich der Gewichtsänderungen aus. Das Ziel bei einem TLP-Entwurf liegt darin, bei Erfüllung aller sicherheitstechnischen Anforderungen an das Gesamtsystem die Masse der Plattform gegenüber der vorgegebenen Nutzlast so klein wie möglich zu halten. Daher muß die Gewichtskontrolle im Verlauf der Entwurfs- und Konstruktionsarbeiten bei den TLP's nach ähnlichen Kriterien wie in der Raum- und Luftfahrttechnik durchgeführt werden, was z.B. der Conoco-Entwurf sehr deutlich gemacht hat [27].

Das Untersystem, das für die Funktionsfähigkeit und für die Sicherheit des Gesamtsystems entscheidend verantwortlich ist, stellt das Verspannungssystem dar.

Als Ergebnis zahlreicher, weltweit betriebener Forschungsaktivitäten ist in den letzten fünf Jahren eine Reihe von Konzepten für TLP-Verspannungssysteme entwickelt worden, die nach ihrer werkstoffmäßigen und konstruktiven Gestaltung in folgende Gruppen unterteilt werden können [11, 13, 28-33]:

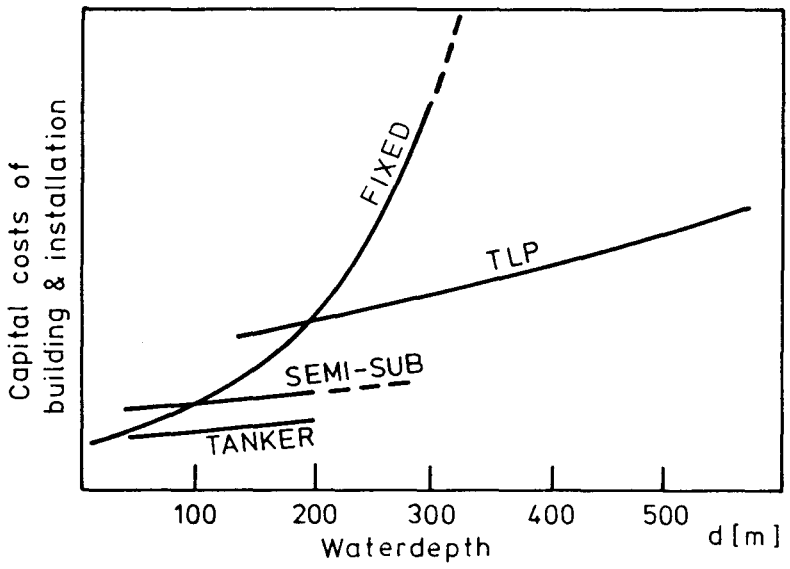


Abb. 1.6 Investitionskosten einiger Offshore-Produktionssysteme (nach [24])

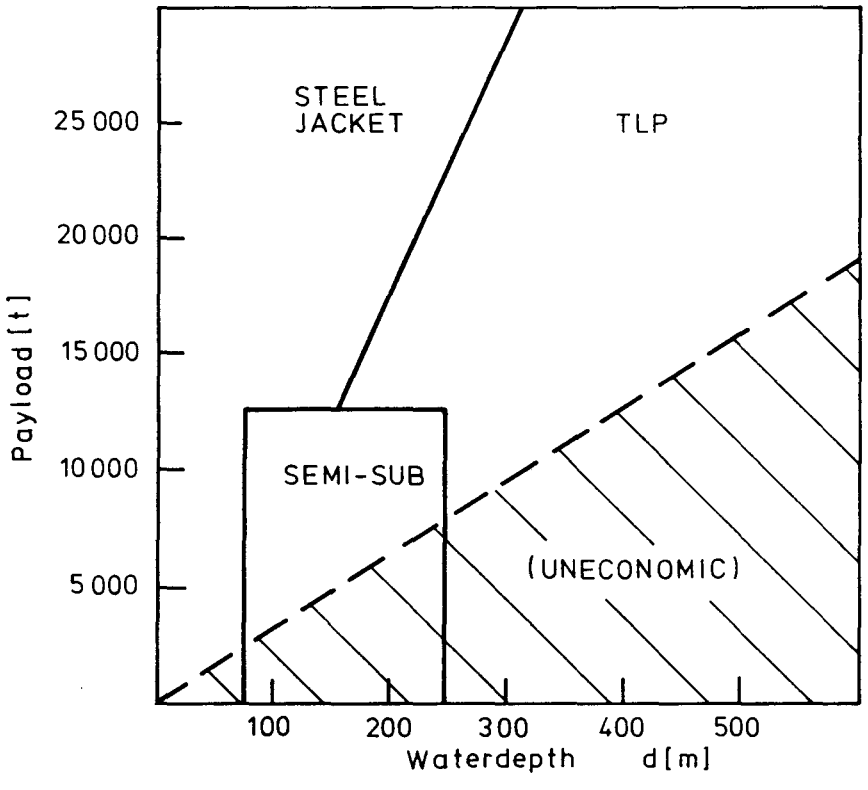


Abb. 1.7 Einsatzbereiche einiger Offshore-Produktionssysteme (nach [24])

1. Spannseil-Systeme: Tendons in Form von Seilen aus hochwertigen Stählen oder Kunststoffen,

2. Vorgespannte Rohre:

   (a) schwere, dickwandige Rohre (der sog. Hutton-Typ),

   (b) auftriebsneutrale Tendons aus dünnwandigen Rohren größeren Durchmessers in Form von geschweißten oder durch Verbindungselemente ("connectors") miteinander verbundenen Tendonabschnitten,

3. Neue Konzepte auf der Basis von leichten Verbundwerkstoffen (erst in der Entwicklungsphase).

Bei den in den letzten Jahren an vielen Stellen durchgeführten Untersuchungen an TLP-Verspannungssystemen wurde die größte Aufmerksamkeit der zweiten Gruppe gewidmet, bedingt vor allem durch den Conoco-Entwurf für das Hutton-Feld. Die Verpannungssysteme des sog. Hutton-Typs sind auch im Rahmen dieser Arbeit detailliert untersucht worden.

Die Hauptkomponenten eines solchen Verspannungssystems sind schematisch in Abb. 1.8 dargestellt.

Für alle untersuchten TLP-Konfigurationen für die Nordsee wurde die Annahme getroffen, daß die Plattformen, genauso wie die Hutton-TLP, mit Hilfe von 16 Tendons verankert werden. Die vier Tendons an jeder Ecksäule bilden ein unter großer Vorspannung stehendes Tendon-Bündel. Bei der Berechnung des Seeverhaltens werden diese vier Tendons normalerweise in einem Tendon äquivalenter Masse und Steifigkeit zusammengefaßt.

Nach den vorliegenden Entwürfen besteht jeder einzelne Tendon aus ca. 10 bis 14 m langen Rohrelementen, die mit Hilfe von entsprechenden Verbindungselementen ("typical tendon connectors") an ihren Enden miteinander verbunden sind.

Am oberen und unteren Ende werden die Tendons mittels speziell entwickelter Verbindungseinrichtungen mit der Plattform und dem Fundament am Meeresboden gekoppelt. Die oberen Kopplungselemente ("tendon top connectors", "tension adjusting elements") ermöglichen eventuelle Korrekturen der Vorspannung und Dämpfung stoßartiger Belastungen. Die unteren Anschlüsse ("anchor connectors") können vom Deck aus mittels Fernsteuerungssystemen gelöst werden.

Die durch die Plattformbewegung induzierten horizontalen Rückstellkräfte werden über spezielle flexible Gelenke ("cross load bearings") am Ausgang der Tendons aus ihrer Führung innerhalb der Ecksäulen in die Struktur eingeleitet. Diese Elemente verhindern gleichzeitig eine mögliche Knickung der Tendons und wirken durch ihre Flexibilität wie Drehfedern.

Alle o.g. Komponenten des Tendonsystems vom Hutton-Typ werden schematisch in Abb. 1.9 zusammengestellt.

Ein typisches Verbindungselement, auf das genauer bei der Lebensdaueranalyse eingegangen werden wird, besteht aus zwei Teilen: einem Gewindezapfen ("pin") und seinem

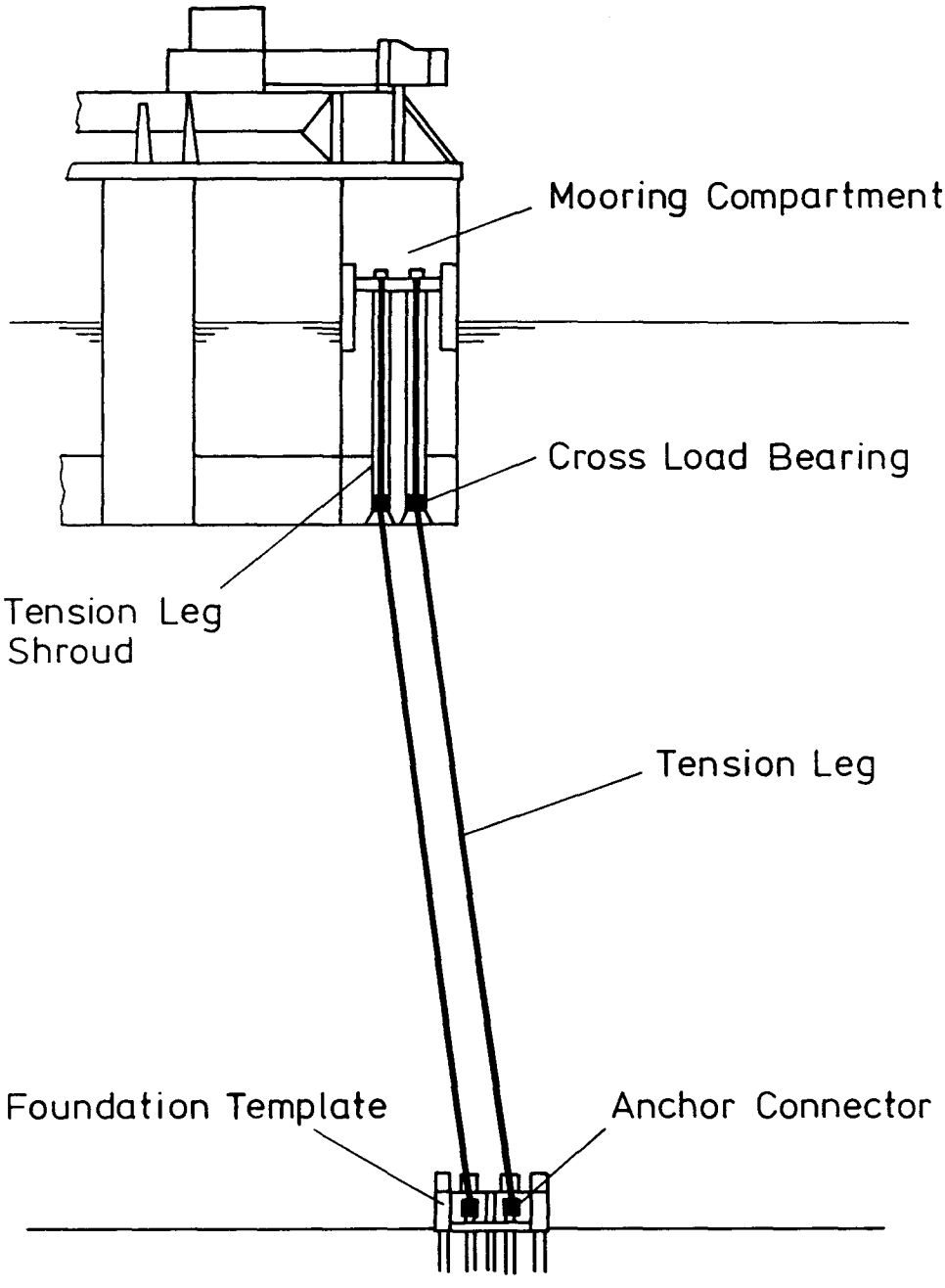


Abb. 1.8 Ein Verspannungssystem des Hutton-Typs

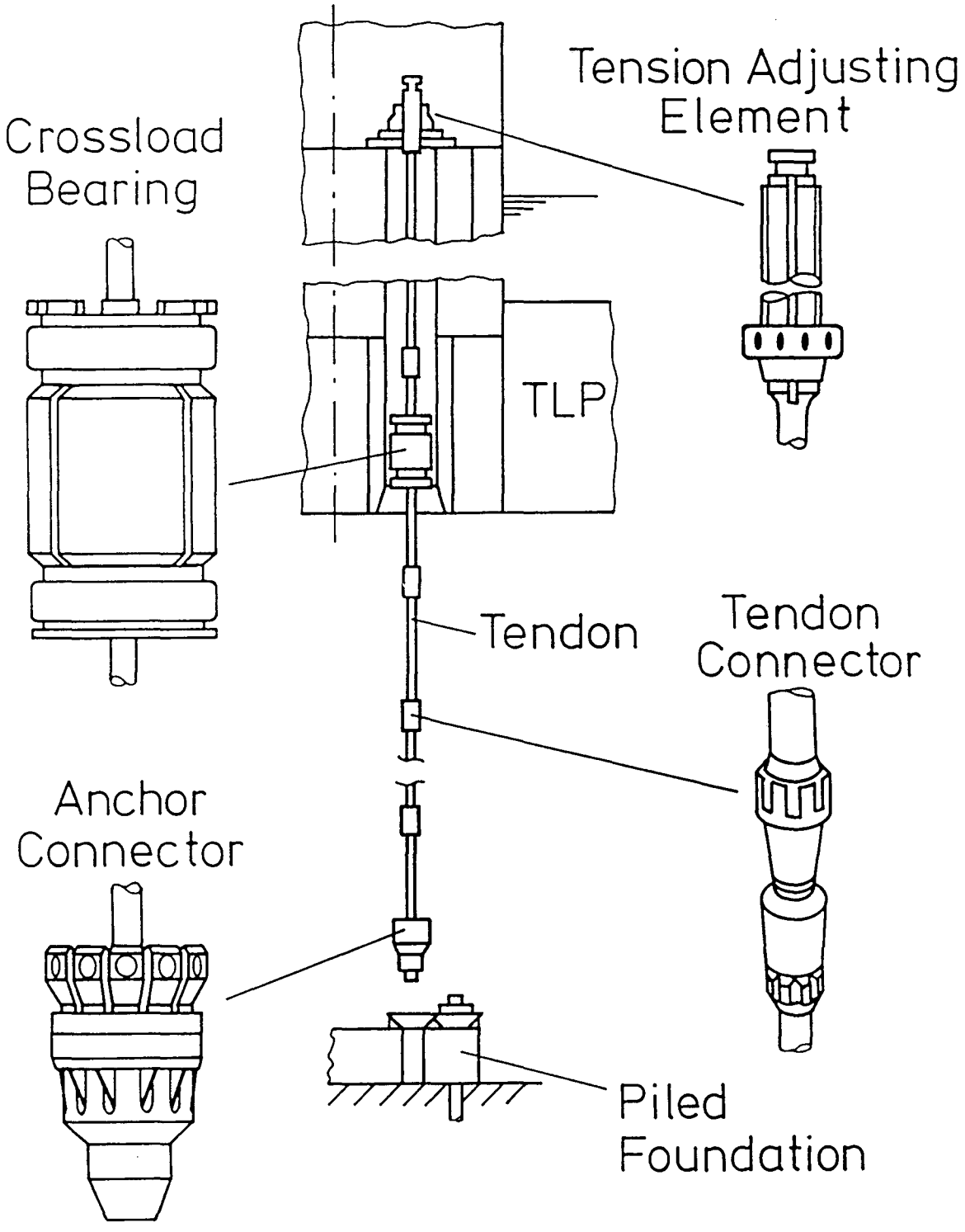


Abb. 1.9 Hauptkomponenten eines Verspannungssystems des Hutton-Typs

Gegenstück, einer Gewindemuffe ("box"). Die beiden Elemente werden zusammen mit dem mittleren Rohrabschnitt des Tendons als ein integrierter Teil hergestellt, oder als zwei getrennte Teile an den Rohrenden geschweißt.

Eine Bewertung der vorliegenden Literatur (vgl. z.B. [11, 30, 34, 35]) zeigt eindeutig, daß jedes der entwickelten Konzepte der Verspannungssysteme durch unterschiedliche Lösungen im Komponentenbereich gekennzeichnet ist. Eine detaillierte Analyse wurde hier auf das Hutton-Konzept beschränkt.

2 Hydrodynamische Analyse des Schwimmkörpers

2.1 Aufgabenstellung und Methoden der hydrodynamischen Analyse

Die zuverlässige hydrodynamische Analyse des Schwimmkörpers einer TLP ist eine entscheidende Voraussetzung für die sichere und wirtschaftliche Auslegung und Bemessung des Gesamtsystems.

Die Tension-Leg-Plattformen sind in der Regel kompakte Strukturen, die in guter Näherung mit Hilfe von potentialtheoretischen Verfahren behandelt werden können. Alle zähigkeitsbedingten, hydrodynamischen Effekte sowie stationäre Strömung werden hierbei außer acht gelassen. Hauptaufgabe ist die Lösung des Randwertproblems für das Geschwindigkeitspotential des durch die Körperbewegungen und Diffraktion in harmonischen Wellen induzierten Strömungsfeldes. Mit Hilfe dieses Potentials können ferner die hydrodynamischen Kräfte und Momente sowie die Verteilung des hydrodynamischen Drucks ermittelt werden.

Ein typischer TLP-Schwimmkörper ist in Abb. 2.1.1 am Beispiel des untersuchten Nordsee-Entwurfs [19] dargestellt.

Die Systemskizze zeigt Abb. 2.1.2.

Die umgebende Flüssigkeit wird als reibungsfrei, inkompressibel und homogen angenommen. Außerdem wird hier die Annahme getroffen, daß das Wasser nur in der Tiefe begrenzt ist.

Für den TLP-Schwimmkörper wurde ausschließlich das linearisierte Randwertproblem für das Geschwindigkeitspotential des Strömungsfeldes untersucht. Das heißt, daß sowohl die Amplitude der erregenden Welle als auch die der Antwort (Bewegungen des Körpers) als klein im Vergleich zur Wellenlänge betrachtet werden.

Das linearisierte Problem für einen schwimmenden Körper kann in die Teilprobleme der Diffraktion und der Abstrahlung aufgespalten werden. Die Überlagerung der beiden Lösungen führt zu der potentialtheoretischen Gesamtlösung für den betrachteten Schwimmkörper und den ihn umgebenden Flüssigkeitsraum.

Das komplexe Geschwindigkeitspotential des durch die Präsenz des Schwimmkörpers in der Welle entstehenden Strömungsfeldes läßt sich als die Summe von zwei Anteilen

$$\phi(x,y,z,t) = \phi_0(x,y,z,t) + \phi_s(x,y,z,t) \tag{2.1-1}$$

ausdrücken, wobei ϕ_0 das Potential der ungestörten Elementarwelle und ϕ_s das Störpotential ist [36]. Bei der linearen Rechnung wird für das Störpotential folgender Ansatz gemacht:

$$\phi_s(x,y,z,t) = \phi_7(x,y,z,t) + \sum_{j=1}^{6} \hat{s}_j \phi_j(x,y,z,t) \tag{2.1-2}$$

ϕ_7 ist das Diffraktionspotential für den in der Welle festgehaltenen Körper. ϕ_j ($j = 1,\ldots,6$) stellt das Potential des Strömungsfeldes dar, welches aus der in Richtung j mit der Geschwindigkeitsamplitude $\hat{s}_j = 1$ erfolgten erzwungenen Bewegung des Schwimmkörpers in ursprünglich glattem Wasser resultiert.

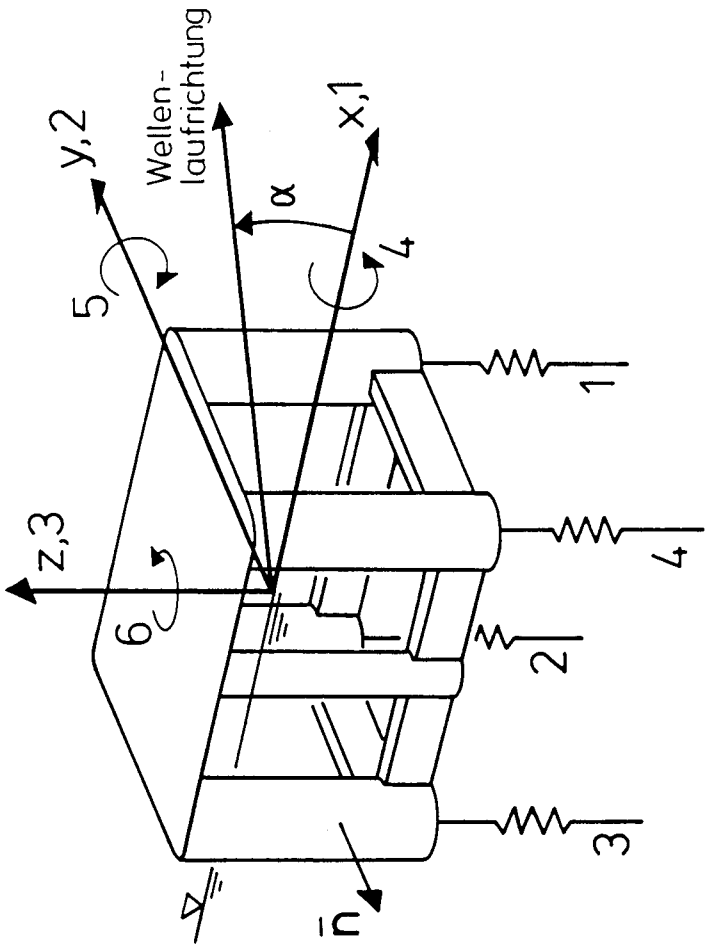


Abb. 2.1.2 Systemskizze

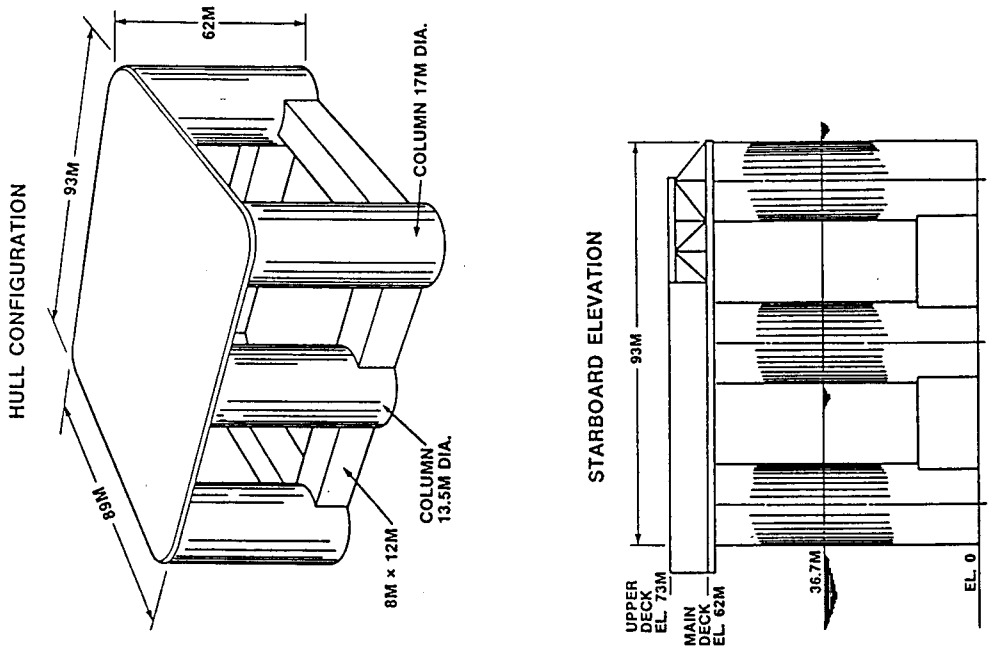


Abb. 2.1.1 Ein typischer TLP-Schwimmkörper (nach [19])

Alle Potentiale oszillieren harmonisch mit der Kreisfrequenz der einfallenden Welle ω, so daß für jeden Anteil:

$$\phi_j(x,y,z,t) = \varphi_j(x,y,z)e^{-i\omega t} \tag{2.1-3}$$

$$j = 0,1,2,...,7$$

geschrieben werden kann, wobei $\varphi_j(x,y,z)$ die stationären Teile der Potentiale bezeichnen.

Für die Körperbewegungen gilt:

$$s_j(t) = \hat{s}_j e^{-i\omega t}$$

$$\dot{s}_j(t) = -i\omega\hat{s}_j e^{-i\omega t} = \hat{\dot{s}}_j e^{-i\omega t} \tag{2.1-4}$$

$$\ddot{s}_j(t) = -\omega^2\hat{s}_j e^{-i\omega t} = \hat{\ddot{s}}_j e^{-i\omega t}$$

Die Geschwindigkeitspotentiale $\phi_j(x,y,z,t)$ bzw. $\varphi_j(x,y,z)$ müssen im gesamten Flüssigkeitsbereich der Laplace'schen Differentialgleichung

$$\Delta\phi_j(x,y,z,t) = 0 \quad \text{bzw.} \quad \Delta\varphi_j(x,y,z) = 0 \tag{2.1-5}$$

genügen und sowohl die kombinierte linearisierte Randbedingung an der Meeresoberfläche

$$\frac{\partial^2\phi_j}{\partial t^2} + g\frac{\partial\phi_j}{\partial z} = 0 \quad \text{bzw.} \quad -\omega^2\varphi_j + g\frac{\partial\varphi_j}{\partial z} = 0 \tag{2.1-6}$$

$$\text{für } z = 0$$

als auch die kinematische Randbedingung am Meeresboden:

$$\frac{\partial\phi_j}{\partial z} = 0 \quad \text{bzw.} \quad \frac{\partial\varphi_j}{\partial z} = 0 \tag{2.1-7}$$

$$\text{für } z = -d$$

erfüllen, wobei die Gleichungen (2.1-5), (2.1-6) und (2.1-7) für alle Anteile $j = 0,1,2\ldots,7$ gelten müssen.

Die Potentiale $\varphi_1, \varphi_2, \ldots, \varphi_7$ sollen ferner die Sommerfeld'sche allgemeine Abstrahlbedingung

$$\lim_{r\to\infty}\left(\frac{\partial}{\partial r} - ik\right)\sqrt{r}\varphi_j = 0 \tag{2.1-8}$$

$$j = 1,2,\ldots,7$$

mit $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ erfüllen.

An der benetzten Körperoberfläche sollen im Falle reibungsloser Flüssigkeit die Normalgeschwindigkeit des Körpers an einem Punkt auf der benetzten Oberfläche S_0 und die Geschwindigkeitskomponente der Strömung normal zur S_0 am selben Punkt gleich sein. Es wird angenommen, daß der Flächennormalenvektor

$$\bar{n} = \{n_1, n_2, n_3\}^T \tag{2.1-9}$$

ins Innere der Flüssigkeit weist und daß S_0 die bei der Ruhelage benetzte Oberfläche des Schwimmkörpers ist. Die Komponenten $n_k, k = 1,2,3$ sind die Richtungscosinus des Vektors $\bar{n}$ im globalen Koordinatensystem (Vgl. Abb. 2.1.2).

Für das Diffraktionsproblem, das durch die Anteile ϕ_0 und ϕ_7 definiert wird, muß daher gelten:

$$\frac{\partial(\varphi_0 + \varphi_7)}{\partial n}|_{S_0} = 0 \quad \text{bzw.} \quad \frac{\partial \varphi_7}{\partial n}|_{S_0} = -\frac{\partial \varphi_0}{\partial n}|_{S_0} \tag{2.1-10}$$

Für das Abstrahlungsproblem ergibt sich im Falle einer erzwungenen Schwingung in Richtung j mit $\hat{s}_j = 1$ folgende kinematische Randbedingung:

$$\frac{\partial \varphi_j}{\partial n}|_{S_0} = n_j \qquad j = 1, \ldots, 6 \tag{2.1-11}$$

wobei die generalisierten Richtungscosinus n_j für $j = 1,2,...,6$ im ortsfesten kartesischen Koordinatensystem $Oxyz$ wie folgt definiert sind:

$$\begin{aligned} n_1 &= \cos(\bar{n}, \bar{i}), \qquad n_2 = \cos(\bar{n}, \bar{j}), \qquad n_3 = \cos(\bar{n}, \bar{k}) \\ n_4 &= yn_3 - zn_2 \\ n_5 &= zn_1 - xn_3 \\ n_6 &= xn_2 - yn_1 \end{aligned} \tag{2.1-12}$$

Hierbei sind x, y, z die Koordinaten der Punkte auf $S_0, \bar{i}, \bar{j}, \bar{k}$ die Einheitsvektoren der globalen Koordinatenachsen Ox, Oy, Oz.

Das Profil und das Geschwindigkeitspotential der ungestörten Elementarwelle , $\zeta_0(x,y,t)$ und $\phi_0(x,y,z,t)$, können wie folgt dargestellt werden:

$$\zeta_0(x,y,t) = \frac{H}{2} e^{i(kx\cos\alpha + ky\sin\alpha - \omega t)} \tag{2.1-13}$$

$$\phi_0(x,y,z,t) = -i\omega \frac{H}{2} \frac{\cosh(kz + kd)}{k\sinh(kd)} e^{i(kx\cos\alpha + ky\sin\alpha - \omega t)} \tag{2.1-14}$$

Hierin bezeichnen H die Wellenhöhe, k die Wellenzahl, ω die Wellenkreisfrequenz, α den Wellenlaufwinkel und d die Wassertiefe. ω und k sind durch die Dispersionsgleichung der linearen Wellentheorie miteinander verbunden:

$$\omega^2 = gk\tanh(kd) \tag{2.1-15}$$

wobei ω und k wie folgt definiert sind:

$$\omega = \frac{2\pi}{T}, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \tag{2.1-16}$$

T bezeichnet die Wellenperiode, λ die Wellenlänge.

Hat man das Randwertproblem für das Geschwindigkeitspotential $\phi(x,y,z,t)$ gelöst, dann ist es möglich, aus der linearisierten Bernoulli-Gleichung den instationären Druck $p(x,y,z,t)$ folgendermaßen zu berechnen:

$$p(x,y,z,t) = -\rho\frac{\partial\phi}{\partial t} =$$

$$= i\omega\rho\left\{\varphi_0(x,y,z) + \varphi_7(x,y,z) + \sum_{j=1}^{6}\varphi_j(x,y,z)\hat{s}_j\right\}e^{-i\omega t} \tag{2.1-17}$$

vorausgesetzt, daß die Geschwindigkeitsamplituden $\hat{s}_j, j = 1,2,\ldots,6$ bekannt sind. Letztere sind im Falle einer schwimmenden Struktur erst nach der Lösung der Bewegungsgleichungen bekannt, die wiederum auf der Grundlage des dynamischen Gleichgewichts aller auf den Schwimmkörper wirkenden dynamischen Kräfte und Momente basieren.

Aus diesem Grunde ist es bei der Berechnung der hydrodynamischen Kräfte und Momente zweckmäßig, für das Diffraktions- und für das Abstrahlungsproblem die Kräfte getrennt zu berechnen.

Die Erregungskräfte und -momente erhält man aus der Lösung des Diffraktionsproblems auf dem Wege der Integration der zugehörigen Druckanteile über die benetzte Oberfläche S_0 wie folgt:

$$F^{(1)}_{E_k}(t) = -i\omega\rho e^{-i\omega t}\iint_{S_0}(\varphi_0 + \varphi_7)n_k dS \tag{2.1-18}$$

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

Die hydrodynamischen Reaktionskräfte und -momente ergeben sich mit den Abstrahlungspotentialen folgendermaßen:

$$F_{B_k}(t) = -i\omega\rho e^{-i\omega t}\sum_{j=1}^{6}\hat{s}_j\iint_{S_0}\varphi_j n_k dS \tag{2.1-19}$$

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

Die Definition der Bewegungs- und Kraftrichtungen k ist der Systemskizze, Abb. 2.1.2, zu entnehmen.

Mit Einführung der Definition:

$$-\rho\iint_{S_0}\varphi_j n_k dS = a_{kj} + \frac{i}{\omega}b_{kj} \tag{2.1-20}$$

lassen sich die hydrodynamischen Reaktionskräfte und -momente unter der Berücksichtigung der Gleichungen (2.1-4) in der Form:

$$F_{B_k}(t) = -\sum_{j=1}^{6}[a_{kj}\ddot{s}_j(t) + b_{kj}\dot{s}_j(t)] \tag{2.1-21}$$

schreiben, wobei a_{jk} und b_{jk} reell sind.

Die Größen:

$$a_{kj} = -\rho Re\left\{\iint_{S_0} \varphi_j n_k dS\right\} \tag{2.1-22}$$

$$b_{kj} = -\omega\rho Im\left\{\iint_{S_0} \varphi_j n_k dS\right\} \tag{2.1-23}$$

sind die hydrodynamischen Massen bzw. Trägheitsmomente und die Koeffizienten der Potentialdämpfung. Sie sind, bedingt durch die Randbedingung (2.1-6), frequenzabhängig. Dasselbe gilt für die Erregungskräfte $F_{E_k}^{(1)}$.

Es läßt sich zeigen, daß folgende Reziprozitätsbedingungen erfüllt werden:

$$a_{kj} = a_{jk}, \quad b_{kj} = b_{jk} \tag{2.1-24}$$

Das Ziel der hydrodynamischen Analyse liegt also in der Ermittlung der Erregungskräfte und -momente sowie der hydrodynamischen Massen- und Dämpfungskoeffizienten. Als ein zusätzliches, vom Gesichtspunkt der Ermittlung der Lastverteilung über die Plattformstruktur her wichtiges Ergebnis erhält man eine diskretisierte Verteilung des hydrodynamischen Drucks über die benetzte Oberfläche S_0 aufgrund der Gl. (2.1-17).

Der numerische Aufwand der hydrodynamischen Analyse kann reduziert werden, indem man die Symmetrieeigenschaften des Unterwasserteils des Schwimmkörpers bei den numerischen Berechnungen berücksichtigt.

Alle im Rahmen des Vorhabens untersuchten TLP-Schwimmkörper waren doppelt symmetrisch.

Bei solchen Körpern hat die hydrodynamische Massenmatrix folgenden Aufbau:

$$[a_{kj}] = \begin{bmatrix} a_{11} & 0 & 0 & 0 & a_{15} & 0 \\ 0 & a_{22} & 0 & a_{24} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a_{42} & 0 & a_{44} & 0 & 0 \\ a_{51} & 0 & 0 & 0 & a_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a_{66} \end{bmatrix} \tag{2.1-25}$$

unter der Bedingung, daß das Koordinatensystem so wie in Abb. 2.1.2 gelegt und der Ursprung des Systems (der Punkt O in der Wasserlinie) als der Bezugspunkt für die Momente angenommen wird. Die Matrix $[b_{kj}]$ hat einen der Matrix $[a_{kj}]$ analogen Aufbau.

Die gebräuchlichsten Methoden zur näherungsweisen Lösung der Randwertprobleme der Abstrahlung und der Diffraktion können wie folgt klassifiziert werden:

- analytische und halbanalytische Verfahren,
- konforme Abbildungen,
- Integralgleichungsmethoden,
- Finite-Elemente-Methoden.

Für die Analyse der untersuchten TLP-Schwimmkörper wurden zwei Rechenverfahren eingesetzt:

- Makroelemente-Verfahren für zwei-dimensionale und rotationssymmetrische Probleme,
- ein auf der Integralgleichungsmethode basierendes, 3-dimensionales Singularitätenverfahren.

Die theoretischen Grundlagen der Makroelemente-Verfahren für Zylinder mit unendlich langer horizontaler Achse sowie für Rotationskörper mit vertikaler Achse, die zu der Gruppe halbanalytischer Verfahren gehören, sind in den Literaturquellen [36-43] ausführlich dargestellt. Auf dieser theoretischen Basis wurde ein Programmsystem DIFRAC entwickelt [44-47], das zusammen mit einem Nachlaufprogramm bei den TLP-Analysen in der ersten Phase der Untersuchungen zum Einsatz kam.

Der TLP-Schwimmkörper in Abb. 2.1.1 läßt sich in vertikale, die Wasseroberfläche durchdringende Rotationszylinder und liegende, völlig eingetauchte, kastenförmige Pontons rechteckigen Querschnitts unterteilen.

Wenn die hydrodynamische Interferenz zwischen den einzelnen Elementen außer acht gelassen wird, kann die hydrodynamische Analyse vorerst für jedes Element getrennt durchgeführt werden.

Mit Hilfe eines speziell für rotationssymmetrische Körper mit vertikaler Achse entwickelten Verfahrens können die hydrodynamischen Parameter der als vertikale Rotationszylinder ausgebildeten TLP-Säulen berechnet werden.

Der Grundgedanke dieses halbanalytischen Verfahrens liegt in der Annäherung der Meridianlinie des Körpers durch eine Treppenlinie und der damit eingeleiteten Unterteilung des Strömungsfeldes um den Körper durch koaxiale Ringelemente, wie in Abb. 2.1.3 dargestellt ist. Die Typen 2 und 3 können als "finite" Ringelemente, der Typ 1 als "infinites" Ringelement betrachtet werden.

Es ist ersichtlich, daß eine solche Idealisierung für einen schwimmenden Rotationszylinder aus einem "infiniten" Ringelement des Typs 1 und einem Sonderfall (Innendurchmesser des Rings gleich Null) des Ringelements vom Typ 3 besteht.

Das Profil und das Geschwindigkeitspotential der einfallenden harmonischen Welle können in Zylinderkoordinaten wie folgt geschrieben werden:

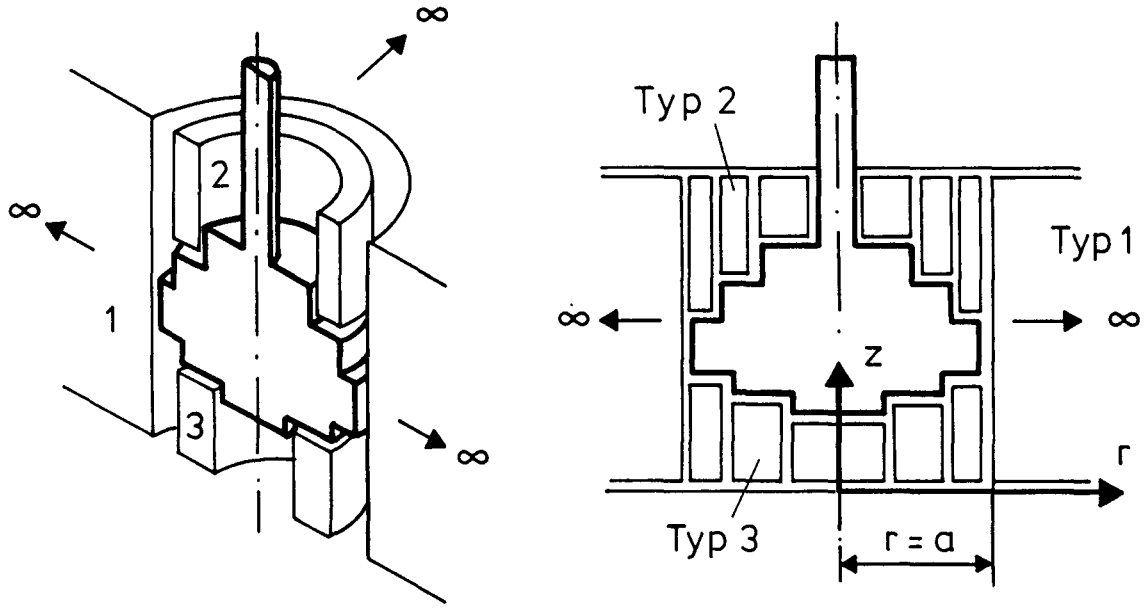


Abb. 2.1.3 Unterteilung des Strömungsfeldes für das rotationssymmetrische Randwertproblem

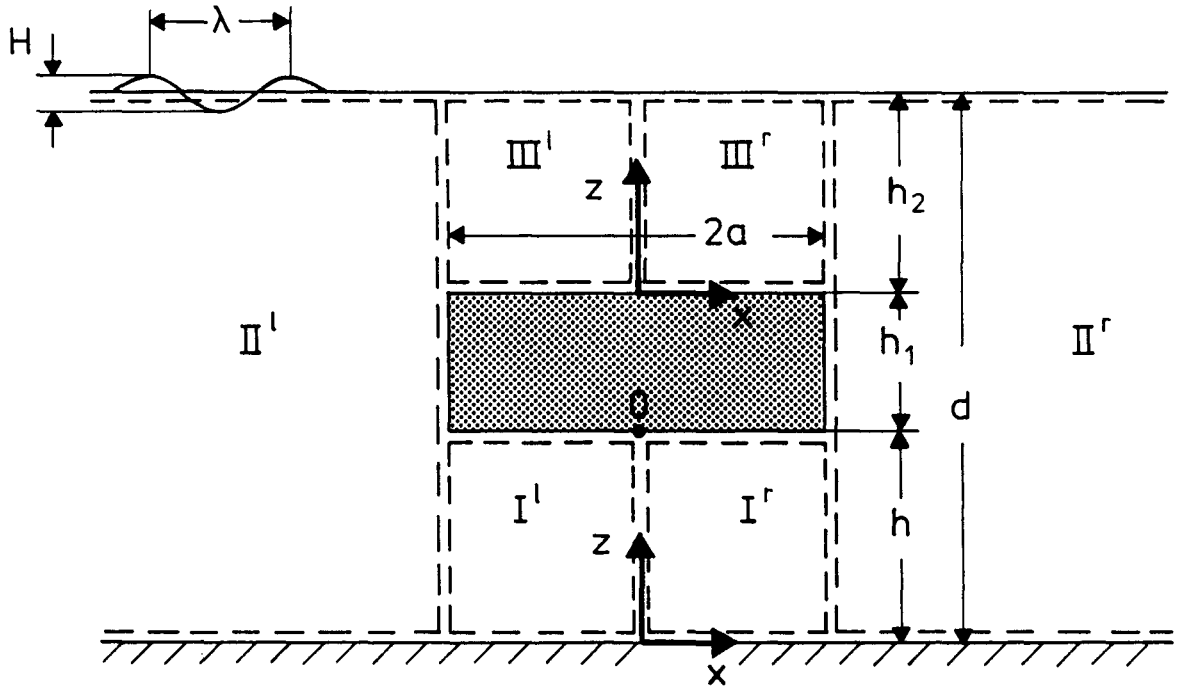


Abb. 2.1.4 Unterteilung des Strömungsfeldes für das ebene Randwertproblem

$$\zeta_0(r,\theta,t) = \frac{H}{2}\left[\sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m i^m J_m(kr)\cos(m\theta)\right] e^{-i\omega t} \tag{2.1-26}$$

$$\phi_0(r,\theta,z,t) = -\frac{gH}{2\omega}\frac{\cosh(kz)}{\cosh(kd)}\left[\sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m i^{m+1} J_m(kr)\cos(m\theta)\right] e^{-i\omega t} \tag{2.1-27}$$

wobei J_m die Bessel'sche Funktion 1. Art und m-ter Ordnung, ε_m das Neumann'sche Symbol ($\varepsilon_0 = 1$, $\varepsilon_m = 2$ für $m \geq 1$) ist und $z = 0$ dem Meeresboden entspricht.

Betrachtet man das Diffraktionsproblem, dann können die gestörte (verformte) Meeresoberfläche und das Geschwindigkeitspotential des durch die Präsenz des Körpers entstehenden Strömungsfeldes durch folgende Ansätze ausgedrückt werden:

$$\zeta(r,\theta,t) = \frac{H}{2}\left[\sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m i^m \chi_m(r)\cos(m\theta)\right] e^{-i\omega t} \tag{2.1-28}$$

$$\phi(r,\theta,z,t) = -\omega\frac{H}{2}\left[\sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m i^{m+1} \psi_m(r,z)\cos(m\theta)\right] e^{-i\omega t} \tag{2.1-29}$$

Die linearisierte kinematische Randbedingung an der Meeresoberfläche:

$$\frac{\partial\zeta}{\partial t} = \frac{\partial\phi}{\partial z} \quad \text{für} \quad z = d \tag{2.1-30}$$

liefert folgenden Zusammenhang zwischen den Funktionen χ_m und ψ_m:

$$\chi_m = \frac{\partial\psi_m}{\partial z} \quad \text{für} \quad z = d \tag{2.1-31}$$

Die Ansätze (2.1-28) und (2.1-29) beinhalten die ungestörte einfallende Elementarwelle, die reflektierte Welle sowie die örtlichen Störeffekte. Es läßt sich zeigen, daß die Funktion ψ_m als die Summe:

$$\psi_m = \psi_{0_m} + \psi_{7_m} \tag{2.1-32}$$

darstellbar ist, wobei $\psi_{0_m}(r,z)$ der Beitrag m-ter Ordnung der ungestörten Welle ist.

Unter Berücksichtigung der Symmetrie bzw. Antimetrie des durch die Körperbewegung induzierten Strömungsfeldes können für die Abstrahlungspotentiale folgende Ansätze gemacht werden:

$$\phi_1(r,\theta,z,t) = \varphi_1(r,\theta,z)e^{-i\omega t} = \psi_{G_1}(r,z)\cos\theta e^{-i\omega t} \tag{2.1-33}$$

$$\phi_3(r,\theta,z,t) = \varphi_3(r,\theta,z)e^{-i\omega t} = \psi_{G_3}(r,z)e^{-i\omega t} \tag{2.1-34}$$

$$\phi_5(r,\theta,z,t) = \varphi_5(r,\theta,z)e^{-i\omega t} = \psi_{G_5}(r,z)\cos\theta e^{-i\omega t} \tag{2.1-35}$$

Die Einflußfunktionen $\psi_{...}(r,z)$ sind die eigentlichen Unbekannten der Randwertprobleme der Abstrahlung und der Diffraktion.

Analog wird das zweidimensionale Randwertproblem für schlanke Zylinder mit horizontaler Achse näherungsweise behandelt. Im Falle des kastenförmigen Körpers ist eine Unterteilung in die in Abb. 2.1.4 aufgezeigten sechs Regionen (Flächen) zweckmäßig.

Das Profil und das Geschwindigkeitspotential der ungestörten Elementarwelle können aus Gln. (2.1-13) und (2.1-14) gewonnen werden.

Der allgemeine Ansatz für das Profil der gestörten Meeresoberfläche lautet:

$$\zeta(x,t) = \frac{H}{2}\chi(x)e^{-i\omega t} \tag{2.1-36}$$

Für das Diffraktionspotential bzw. für die Abstrahlungspotentiale wird folgender Ansatz gemacht:

$$\phi_j(x,z,t) = -i\omega\frac{H}{2}\psi_j(x,z)e^{-i\omega t} \tag{2.1-37}$$

$$j = 1,3,5,7$$

Im Rahmen des Makroelemente-Verfahrens lassen sich sowohl für das Diffraktions- als auch für das Abstrahlungsproblem analytische Ansätze für das Geschwindigkeitspotential in jedem Elementtyp finden. Es handelt sich hierbei um Fourierreihen-Ansätze, die man als Lösung der Laplace-Gleichung (2.1-5) unter Verwendung der Methode der Trennung der Variablen erhält.

Durch eine geeignete Wahl der Ansätze müssen lediglich die Stetigkeitsbedingungen (Verträglichkeit) an der gemeinsamen Berandung der benachbarten Makroelemente sowie die kinematischen Randbedingungen an den vertikalen Wandungen des idealisierten Körpers numerisch erfüllt werden. Das Randwertproblem wird nach dem Bubnow-Galerkin-Verfahren gelöst.

Die Erregungskräfte sowie die hydrodynamischen Massen und Dämpfungskoeffizienten können für horizontale Pontons des TLP-Schwimmkörpers z.Zt. lediglich im Gültigkeitsbereich der Streifenmethode und unter Vernachlässigung ihrer endlichen Längserstreckung ermittelt werden.

Zur Ermittlung der hydrodynamischen Parameter für den gesamten Schwimmkörper müssen die für jedes Element in seinem lokalen, ortsfesten System berechneten komplexen Größen in das globale System der Plattform transformiert und danach aufsummiert werden.

Das Transformationsgesetz für die hydrodynamischen Kräfte lautet für das n-te Element wie folgt:

$$\left\{F_{glob}^{(n)}\right\} = \left[T^{(n)}\right]\left\{F_{lok}^{(n)}\right\} e^{ik\left[x^{(n)}\cos\alpha + y^{(n)}\sin\alpha\right]} \tag{2.1-38}$$

wobei $[T^{(n)}]$ die Transformationsmatrix, $x^{(n)}, y^{(n)}, z^{(n)}$ die Lage des Ursprungs des lokalen im globalen Koordinatensystem und α die globale Wellenlaufrichtung bedeuten.

Für die hydrodynamische Massenmatrix gilt:

$$\left[a_{glob}^{(n)}\right] = \left[T^{(n)}\right]\left[a_{lok}^{(n)}\right]\left[T^{(n)}\right]^T \tag{2.1-39}$$

Dasselbe Transformationsgesetz wird für die hydrodynamische Dämpfungsmatrix angewandt.

Um den Einfluß der Wechselwirkungen zwischen den Elementen des TLP-Schwimmkörpers zu erfassen, wurde die hydrodynamische Analyse mit Hilfe eines dreidimensionalen Quellen-Senken-Verfahrens durchgeführt, das auf einer von Garrison aufgestellten Integralgleichungsmethode basiert [36, 48, 49].

Die Methode beruht auf dem Prinzip der Darstellung der Umströmung von Festkörpern durch eine geeignet zu wählende Verteilung pulsierender Singularitäten.

Die Potentiale des Abstrahlungs- und des Diffraktionsproblems lassen sich für den dreidimensionalen Fall in folgender Form darstellen:

$$\varphi_j(x,y,z) = \frac{1}{4\pi}\iint_{S_0} Q_j(\xi,\eta,\zeta)G(x,y,z,\xi,\eta,\zeta)dS \tag{2.1-40}$$

$$j = 1,2,\ldots,7$$

$G(x,y,z,\xi,\eta,\zeta)$ bezeichnet hier die sog. Green'sche Einflußfunktion, die als das Potential einer im Punkt (ξ,η,ζ) der Körperoberfläche S_0 pulsierenden Einheitsquelle zu interpretieren ist. $Q_j(\xi,\eta,\zeta)$ ist die Singularitätendichte an der betrachteten Stelle, die die Unbekannte des zu lösenden Randwertproblems darstellt.

Die Ansätze für die Green'sche Funktion werden so gewählt, daß die Bestimmungsgleichungen für die Singularitätendichte lediglich aufgrund der zu erfüllenden kinematischen Randbedingungen an S_0 formuliert werden können. Sie stellen sehr komplexe Ausdrücke dar (vgl. [36, 50]).

Man erhält Fredholm'sche Integralgleichungen 2. Art als die Bestimmungsgleichungen für $Q_j(\xi,\eta,\zeta)$ in der Form:

$$-\frac{1}{2}Q_j(x,y,z) + \frac{1}{4\pi}\iint_{S_0} Q_j(\xi,\eta,\zeta)\frac{\partial G(x,y,z,\xi,\eta,\zeta)}{\partial n}dS =$$

$$= -\frac{\partial \varphi_0}{\partial n} \quad \text{für} \quad j = 7 \tag{2.1-41}$$

$$= n_j \quad \text{für} \quad j = 1,\ldots,6$$

Wegen der Komplexität des Kerns $\frac{\partial G}{\partial n}$ kann die Gl. (2.1-41) nur numerisch gelöst werden.

Zu diesem Zweck wird die benetzte Oberfläche S_0 in N Elemente (Paneele) unterteilt, über deren Flächen Singularitäten mit konstanter Dichte verteilt werden.

Durch die Diskretisierung des Problems erhält man ein lineares Gleichungssystem der Form:

$$-Q_{jm} + \sum_{n=1}^{N} \alpha_{mn} Q_{jn} = 2h_{jm} \qquad (2.1\text{-}42)$$

$$j = 1, 2, \ldots, 7$$
$$m = 1, 2, \ldots, N$$

mit

$$\alpha_{mn} = \frac{1}{2\pi} \iint_{\Delta S_n} \frac{\partial G(x_m, y_m, z_m, \xi_n, \eta_n, \zeta_n)}{\partial n} dS \qquad (2.1\text{-}43)$$

$$h_{jm} = -\frac{\partial \varphi_o}{\partial n} |_{\Delta S_m} \quad \text{für} \quad j = 7$$

$$h_{jm} = n_j |_{\Delta S_m} \quad \text{für} \quad j = 1, \ldots, 6 \qquad (2.1\text{-}44)$$

α_{mn} ist die Geschwindigkeit im Schwerpunkt des m-ten Elements senkrecht zur Oberfläche ΔS_m, die durch eine über das n-te Element ΔS_n gleichmäßig verteilte Einheitsquelle induziert wird.

Das Potential im Schwerpunkt des m-ten Elements wird wie folgt berechnet:

$$\varphi_{jm} = \sum_{n=1}^{N} \beta_{mn} Q_{jn} \qquad (2.1\text{-}45)$$

wobei

$$\beta_{mn} = \frac{1}{4\pi} \iint_{\Delta S_n} G(x_m, y_m, z_m, \xi_n, \eta_n, \zeta_n) dS \qquad (2.1\text{-}46)$$

Die Einzelheiten der numerischen Operationen sowie die Grenzwertbetrachtungen im Bereich $m \rightarrow n$ werden z.B. in [49, 51] diskutiert.

Die hydrodynamische Analyse der Tension-Leg-Plattformen erfolgte mit Hilfe des auf dem Verfahren basierenden Programms SING-A [52].

Die benetzte Oberfläche des TLP-Schwimmkörpers wurde mit ebenen drei- bzw. viereckigen Flächenelementen (Paneelen) idealisiert. Die Idealisierung richtete sich nach der Erfahrung aus den Berechnungen anderer Strukturen und stellt einen Kompromiß zwischen der gewünschten Genauigkeit und den für das Vorhaben zur Verfügung stehenden Rechenkapazitäten dar.

Das hydrodynamische Modell ist in Abb. 2.1.5 dargestellt. Es besteht aus vier Gruppen zu je 76 Paneelen. Die damit erreichte Genauigkeit der Idealisierung erlaubt schon eine brauchbare Abschätzung der hydrodynamischen Eigenschaften der untersuchten Plattformen.

Im folgenden werden einige Ergebnisse der nach den zwei Methoden durchgeführten hydrodynamischen Analysen des Nordsee-Entwurfs [19] dargestellt.

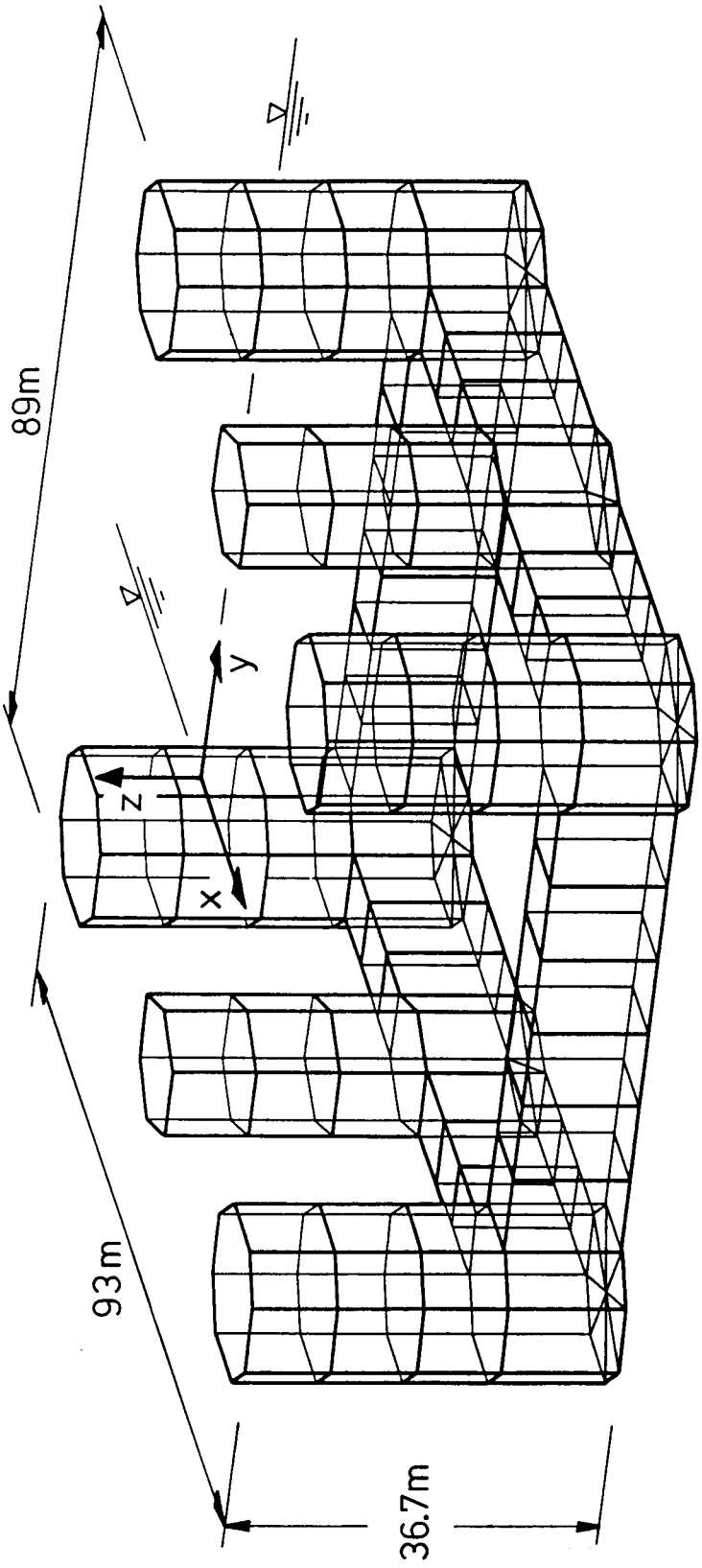


Abb. 2.1.5 Hydrodynamische Idealisierung des TLP-Schwimmkörpers [19] für die Berechnungen nach dem Singularitätenverfahren

Weitere Ergebnisse der hydrodynamischen Berechnungen werden bei der Parameterstudie (Abschnitt 7.3) diskutiert, wo sieben geometrisch verschiedene TLP-Schwimmkörper untersucht werden.

2.2 Erregungskräfte und -momente 1. Ordnung

Abb. 2.2.1 bis 2.2.12 zeigen die Übertragungsfunktionen der Erregungskräfte und -momente 1. Ordnung mit den zugehörigen Phasenwinkeln in Abhängigkeit von der Wellenkreisfrequenz ω , die nach den zwei in Abschnitt 2.1 dargestellten Methoden für den Nordsee–Entwurf [19] und die Wassertiefe von 350 m berechnet wurden [53].

Wenn

$$F_{E0_k}^{(1)}$$

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

die Beträge der nach Gl. (2.1-18) ermittelten komplexen Amplituden der Erregungskräfte bzw. -momente 1. Ordnung bezeichnen, dann sind die Übertragungsfunktionen wie folgt definiert:

$$f_{E0_k}^{(1)}(\omega, \alpha) = \frac{F_{E0_k}^{(1)}(\omega, \alpha)}{(H/2)} \qquad (2.2\text{-}1)$$

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

Die zugehörigen Phasenwinkel $\varepsilon_{E_k}^{(1)}$ der komplexen Kraftamplituden $\widehat{F}_{E_k}^{(1)}$ liegen bei dieser Analyse im Intervall $\pm 180°$.

Man kann feststellen, daß die mit Hilfe der zwei Verfahren erzielten Verläufe von $f_{E0_k}^{(1)}$ qualitativ recht gut übereinstimmen. Es ist aber auch ersichtlich, daß das Makroelemente-Verfahren in den meisten Fällen kleinere Kraft- bzw. Momentenamplituden liefert als das dreidimensionale Singularitätenverfahren.

Diese Tatsache kann nicht eindeutig erklärt werden, weil sowohl die mathematischen Formulierungen als auch die verwendeten Idealisierungen des Schwimmkörpers schwer zu vergleichen sind. Dies gilt auch für die Abschätzung der Genauigkeit der beiden Verfahren.

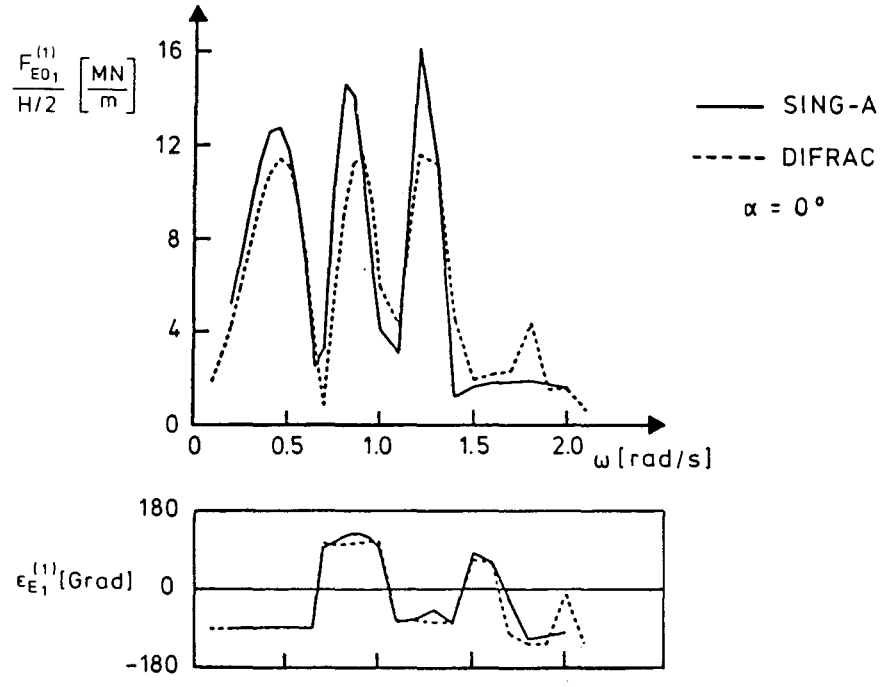


Abb. 2.2.1 Übertragungsfunktionen der Kraft $F^{(1)}_{E0_1}$, $\alpha = 0°$

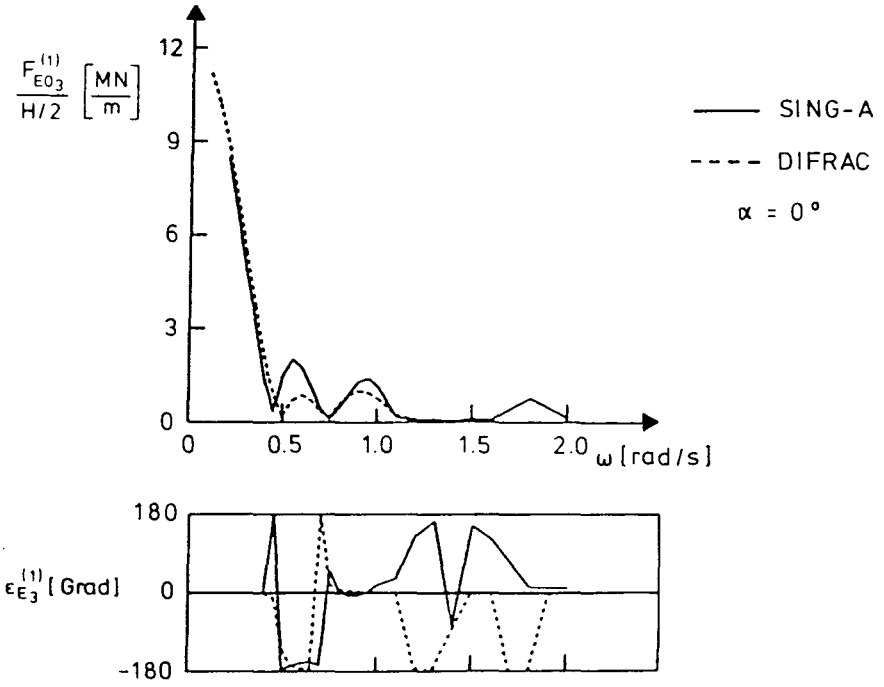


Abb. 2.2.2 Übertragungsfunktionen der Kraft $F^{(1)}_{E0_3}$, $\alpha = 0°$

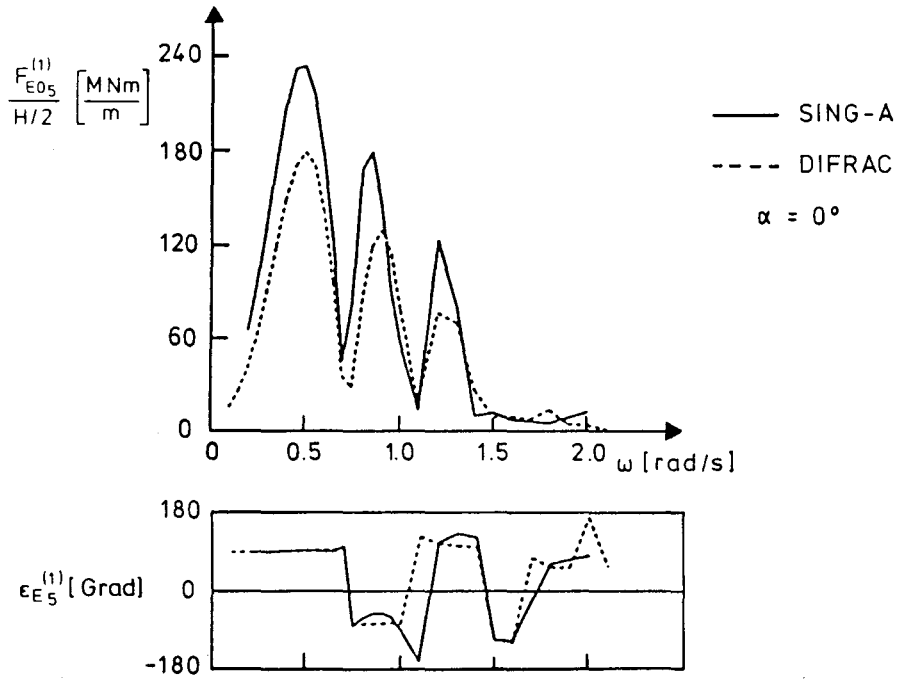


Abb. 2.2.3 Übertragungsfunktionen des Moments $F_{E0_5}^{(1)}$, $\alpha = 0°$

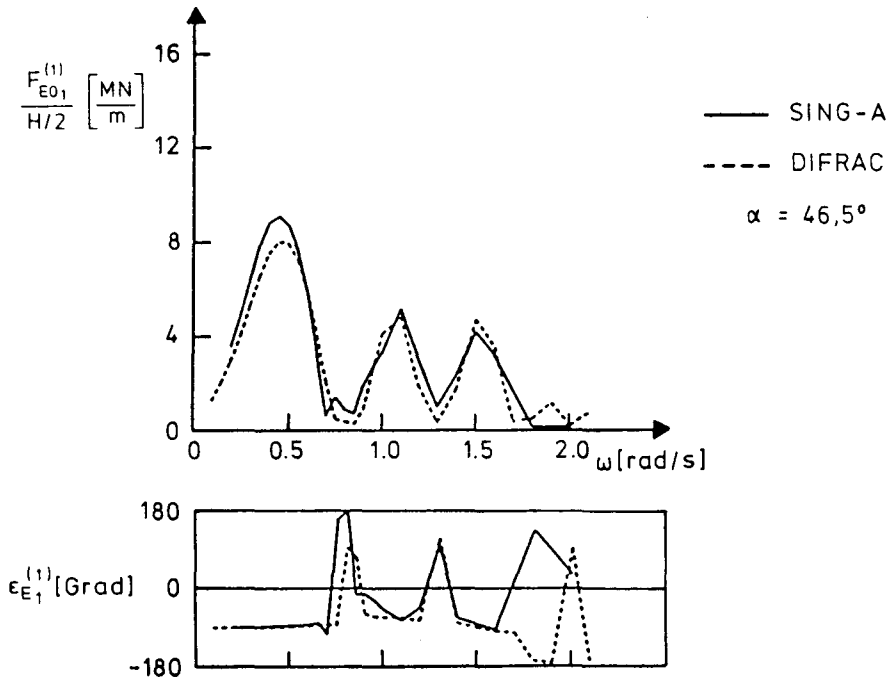


Abb. 2.2.4 Übertragungsfunktionen der Kraft $F^{(1)}_{E0_1}$, $\alpha = 46.5°$

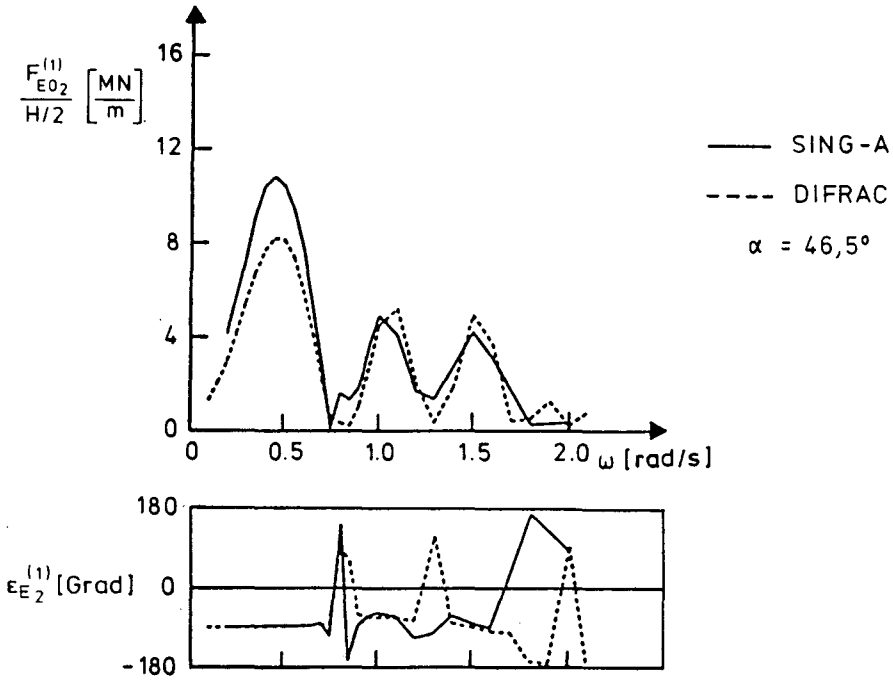


Abb. 2.2.5 Übertragungsfunktionen der Kraft $F^{(1)}_{E0_2}$, $\alpha = 46.5°$

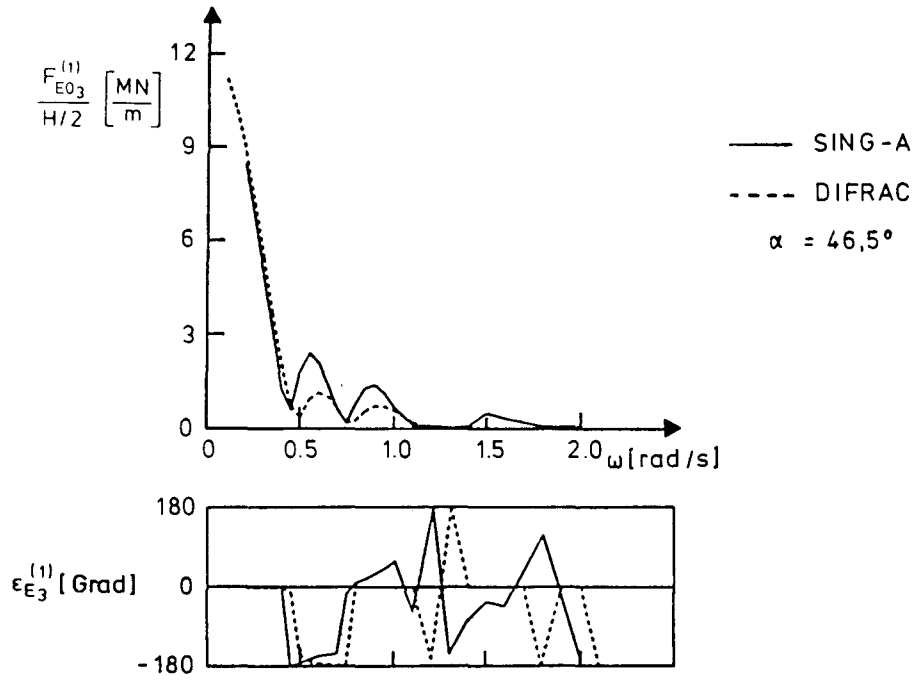


Abb. 2.2.6 Übertragungsfunktionen der Kraft $F^{(1)}_{E0_3}$, $\alpha = 46.5°$

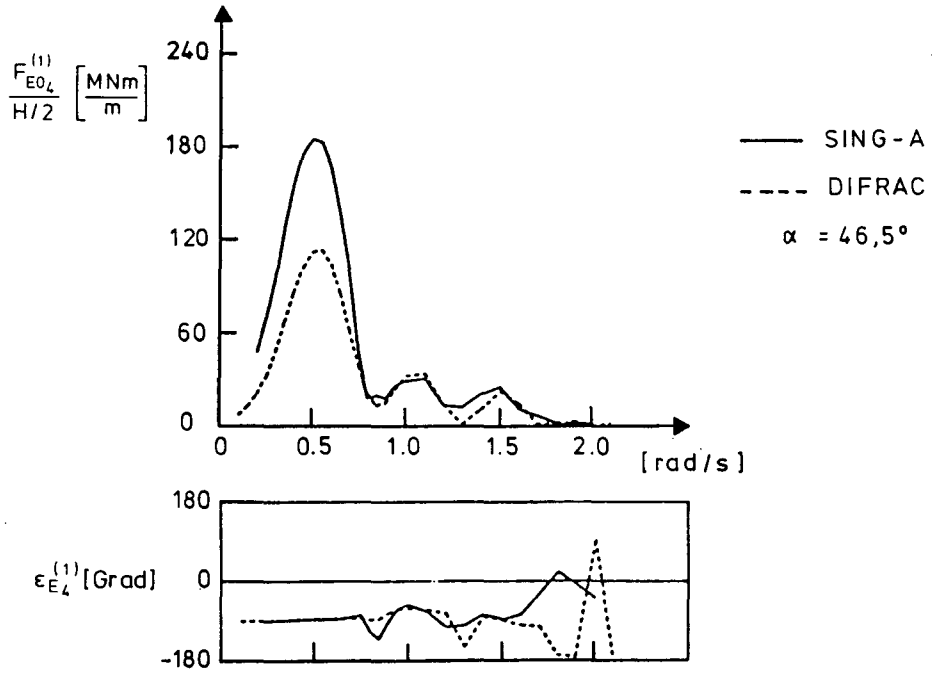


Abb. 2.2.7 Übertragungsfunktionen des Moments $F^{(1)}_{E0_4}$, $\alpha = 46.5°$

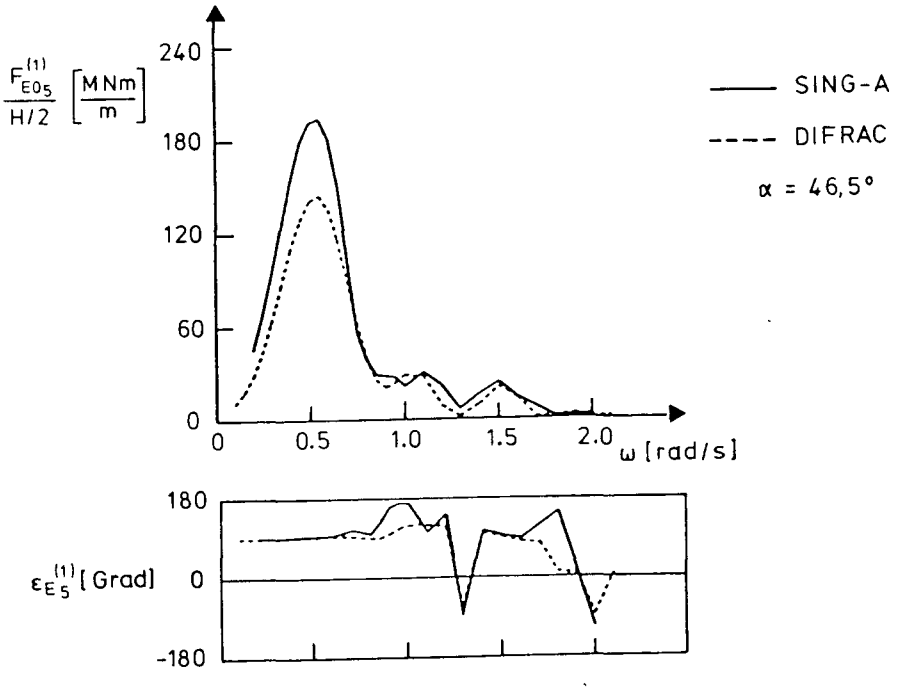


Abb. 2.2.8 Übertragungsfunktionen des Moments $F_{E0_5}^{(1)}$, $\alpha = 46.5°$

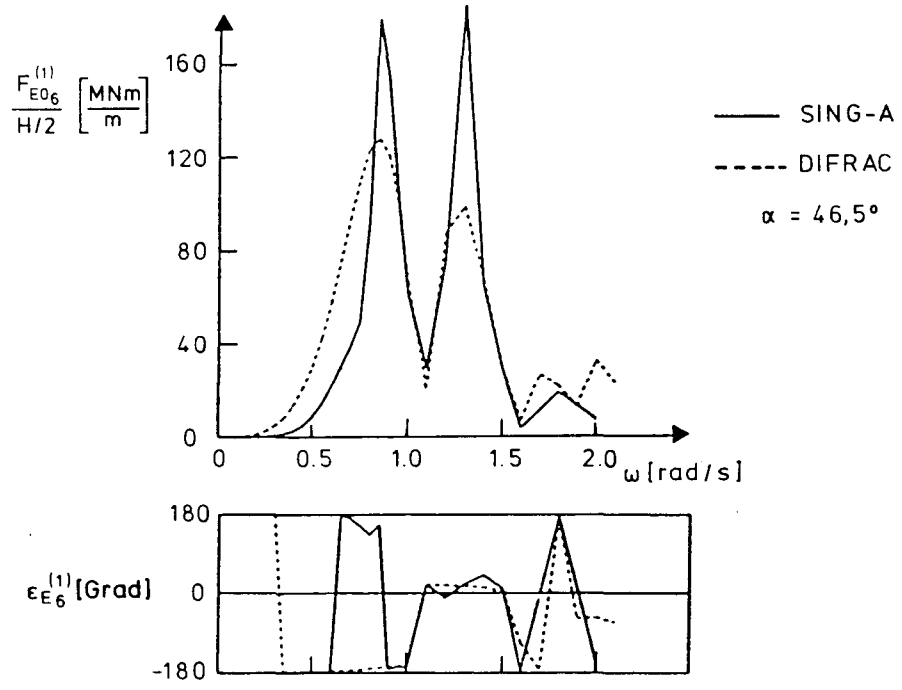


Abb. 2.2.9 Übertragungsfunktionen des Moments $F_{E0_6}^{(1)}$, $\alpha = 46.5°$

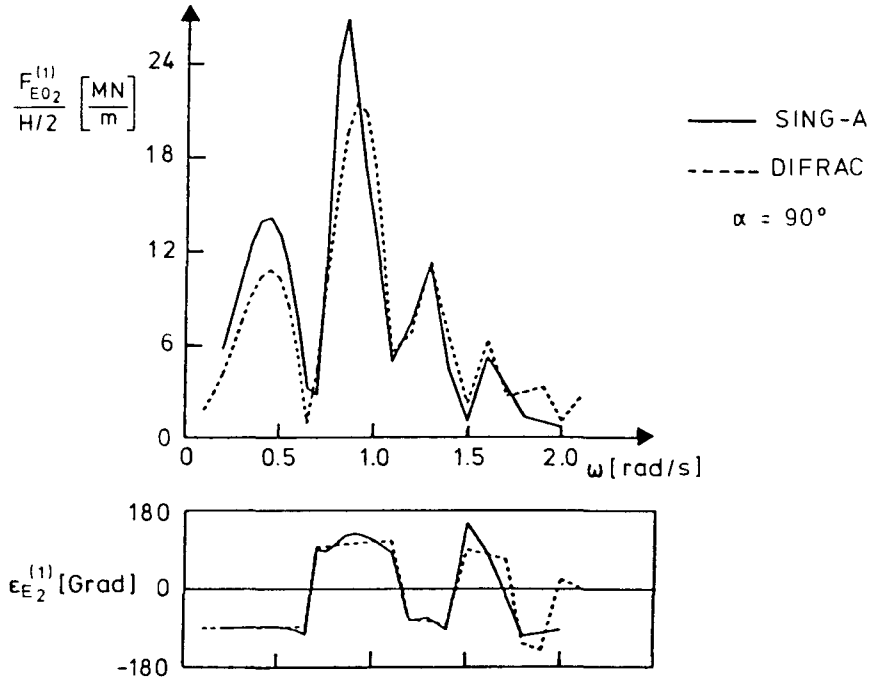


Abb. 2.2.10 Übertragungsfunktionen der Kraft $F^{(1)}_{EO_2}$, $\alpha = 90°$

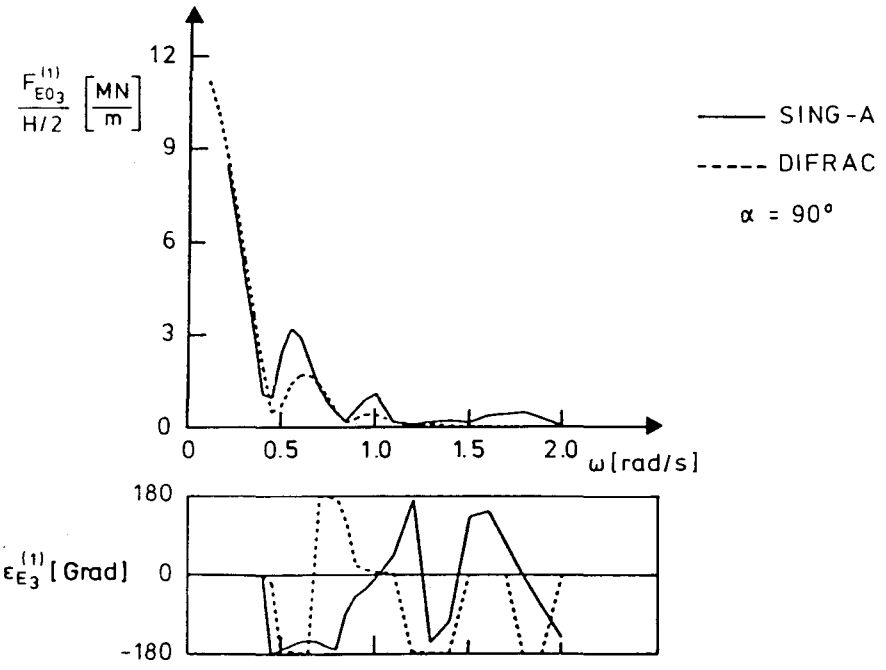


Abb. 2.2.11 Übertragungsfunktionen der Kraft $F^{(1)}_{EO_3}$, $\alpha = 90°$

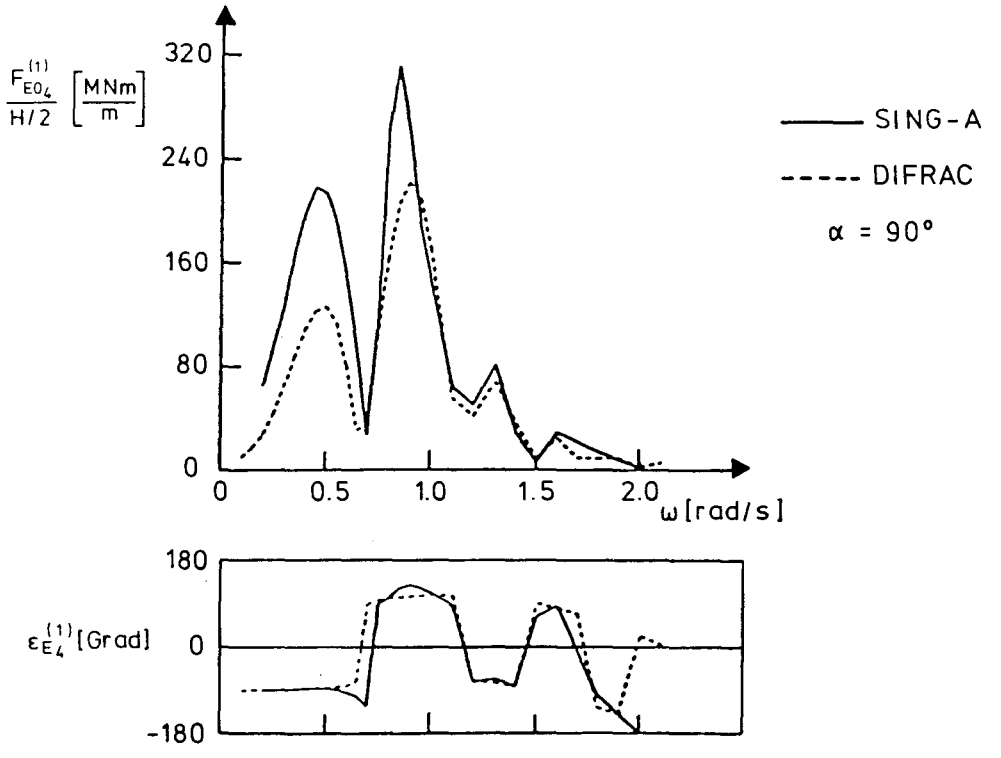


Abb. 2.2.12 Übertragungsfunktionen des Moments $F_{E0_4}^{(1)}$, $\alpha = 90°$

2.3 Hydrodynamische Koeffizienten

In Abb. 2.3.1 bis 2.3.16 sind die frequenzabhängigen Verläufe der normierten hydrodynamischen Massen a_{ij} und Dämpfungskoeffizienten b_{ij} ebenfalls für eine Wassertiefe von 350 m dargestellt [53].

Als Normierungsparameter der hydrodynamischen Massen sind hier die Produkte

$$\rho V \quad \text{bzw.} \quad \rho a V \quad \text{bzw.} \quad \rho a^2 V$$

gewählt worden. Für die hydrodynamischen Dämpfungen gelten entsprechend:

$$\rho V\sqrt{\frac{g}{a}} \quad \text{bzw.} \quad \rho V a\sqrt{\frac{g}{a}} \quad \text{bzw.} \quad \rho V a^2\sqrt{\frac{g}{a}}$$

Hierin bezeichnet ρ die Dichte des Wassers, V das Verdrängungsvolumen, g die Erdbeschleunigung und a eine Normierungslänge.

Im Falle des Nordsee-Entwurfs [19] sind $V = 62912\ m^3$ und $a = 89\ m$.

Aus den Auftragungen ist ersichtlich, daß die nach den beiden Verfahren erzielten Ergebnisse des Abstrahlungsproblems stärker voneinander abweichen als die Ergebnisse des Diffraktionsproblems.

Außer den betragsmäßigen Unterschieden ist in allen Fällen eine stärkere Frequenzabhängingkeit der nach dem Singularitätenverfahren berechneten hydrodynamischen Koeffizienten festzustellen.

Anhand der Ergebnisse sieht man, daß die hydrodynamischen Massen in den meisten Fällen kleiner sind, wenn sie nach dem Makroelemente-Verfahren berechnet werden. Eine Ausnahme bildet hier nur das Kopplungsglied a_{24}, das nach dem Singularitätenverfahren kleiner ausfällt. Für die hydrodynamischen Dämpfungskräfte läßt sich im untersuchten Frequenzbereich keine generelle Tendenz der Abweichungen der Ergebnisse voneinander finden.

Die Ursache dieser Unterschiede liegt, so wie es in Bezug auf das Diffraktionsproblem der Fall war, in der unterschiedlichen Natur der Rechenmodelle.

Erfahrungsgemäß, wie auch in Hinblick auf die feinere mathematische Modellierung der Körperumströmung bei dem dreidimensionalen Singularitätenverfahren, kann man sagen, daß letzteres genauere Ergebnisse liefert als die auf groberer Vereinfachung (Vernachlässigung der Wechselwirkung zwischen den Einzelkomponenten des Schwimmkörpers) basierenden Berechnungen nach dem Makroelemente-Verfahren.

Je feiner die benetzte Oberfläche mit Hilfe von Paneelen nachgebildet wird, umso genauere Ergebnisse der hydrodynamischen Berechnungen sind zu erwarten. Es ist jedoch zu beachten, daß die Rechenzeit quadratisch mit der Anzahl der Paneele zunimmt.

Im Falle des hier analysierten TLP-Schwimmkörpers waren die Rechenzeiten des Singularitätenverfahrens pro Kreisfrequenz ω durchschnittlich 50 mal länger als bei der Analyse nach dem halbanalytischen Verfahren, wobei ersterem die Idealisierung wie in Abb. 2.1.5 zugrunde gelegt wurde. Eine feinere Paneelierung hätte noch längere Rechenzeiten erforderlich gemacht.

Im Prinzip ist bei den hydrodynamischen Analysen von TLP-Schwimmkörpern den Singularitäten-Methoden der Vorrang zu geben (vgl. [54-56]).

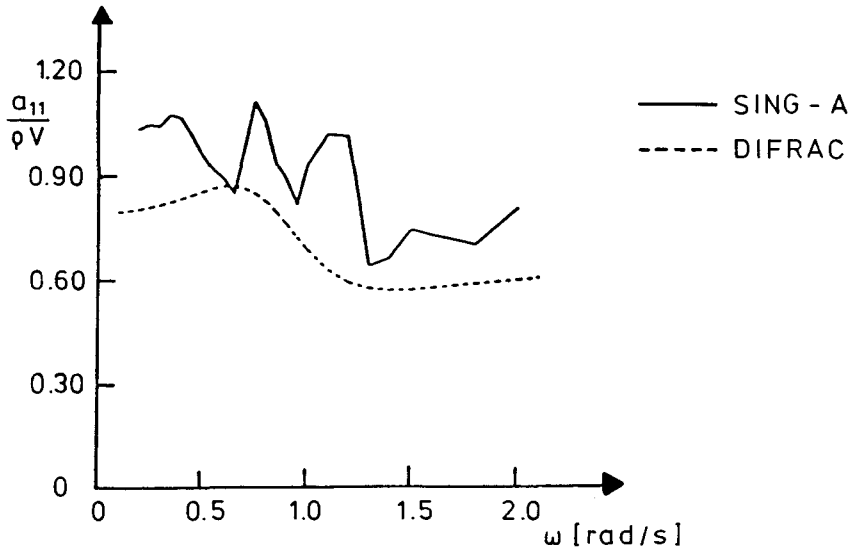


Abb. 2.3.1 Normierte hydrodynamische Masse a_{11}

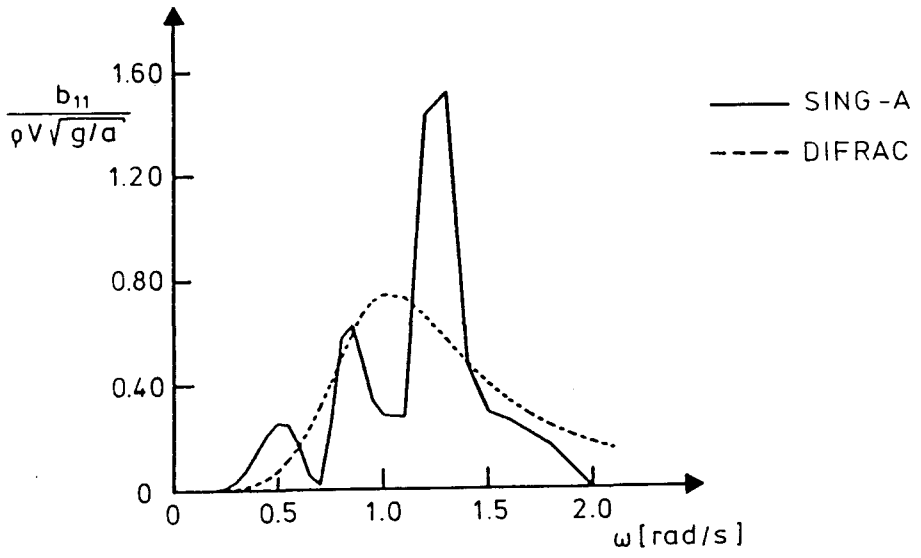


Abb. 2.3.2 Normierte hydrodynamische Dämpfung b_{11}

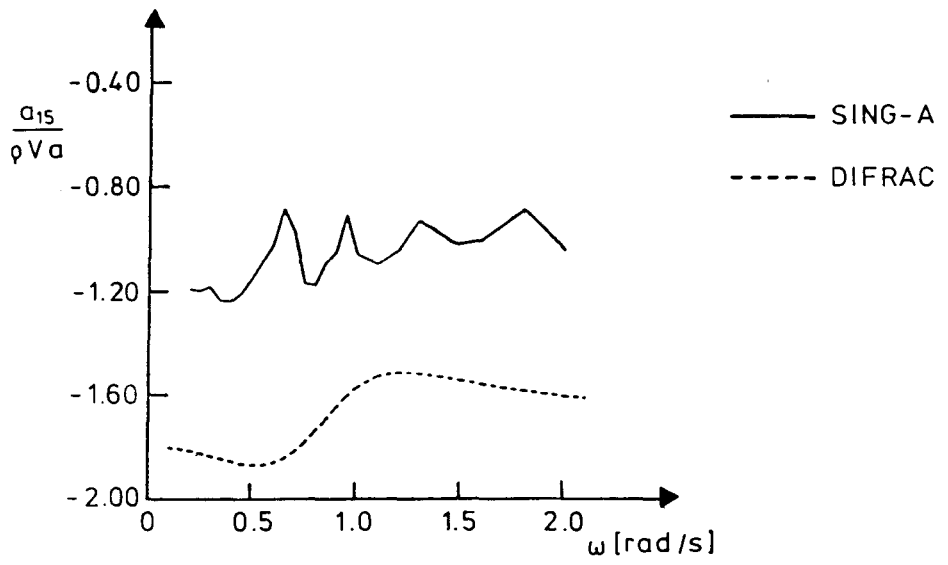


Abb. 2.3.3 Normierte hydrodynamische Masse a_{15}

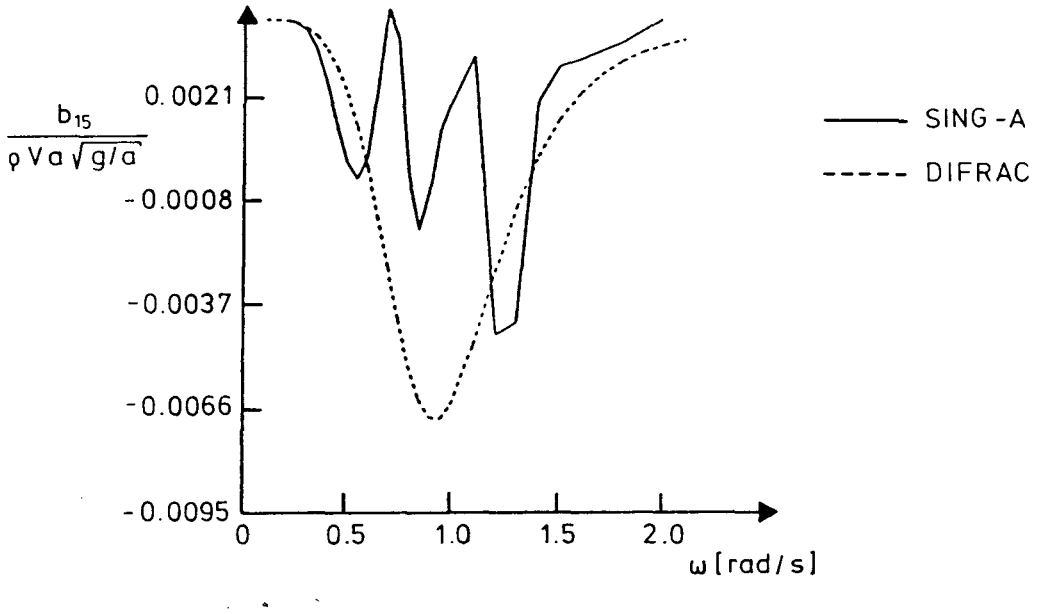


Abb. 2.3.4 Normierte hydrodynamische Dämpfung b_{15}

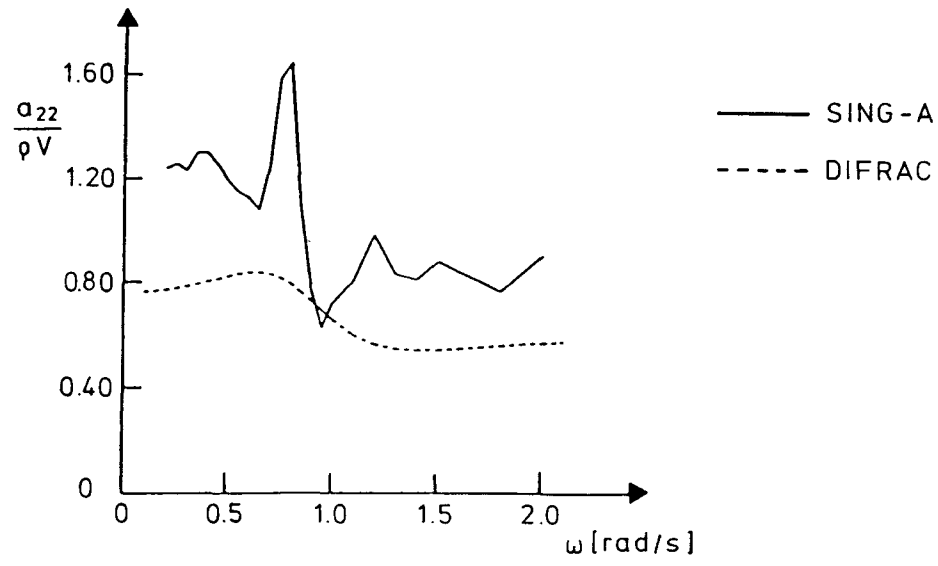


Abb. 2.3.5 Normierte hydrodynamische Masse a_{22}

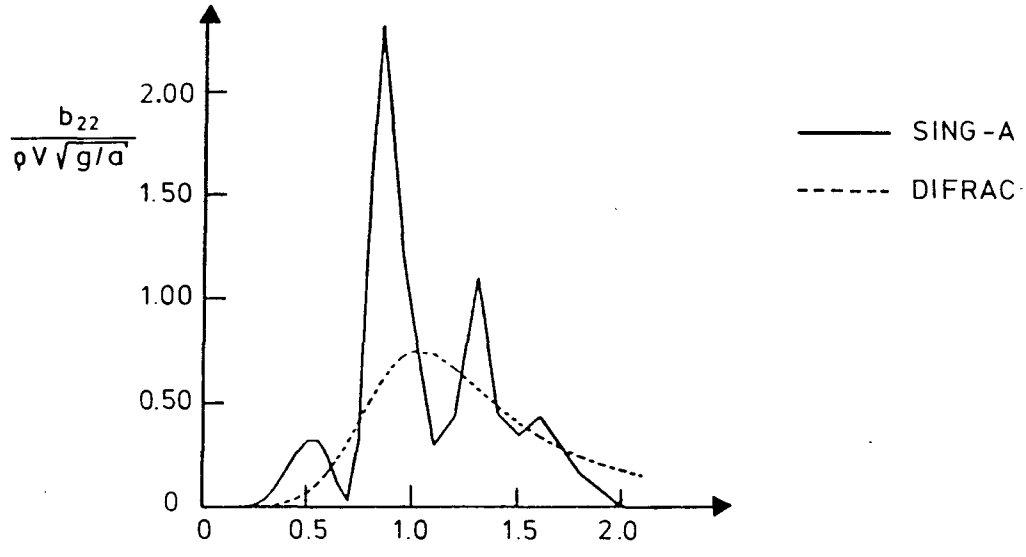


Abb. 2.3.6 Normierte hydrodynamische Dämpfung b_{22}

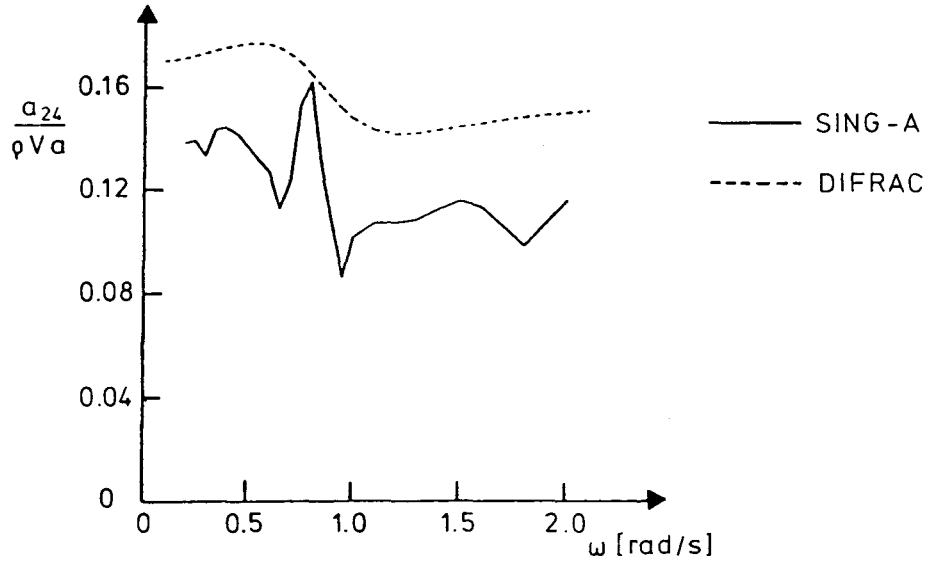


Abb. 2.3.7 Normierte hydrodynamische Masse a_{24}

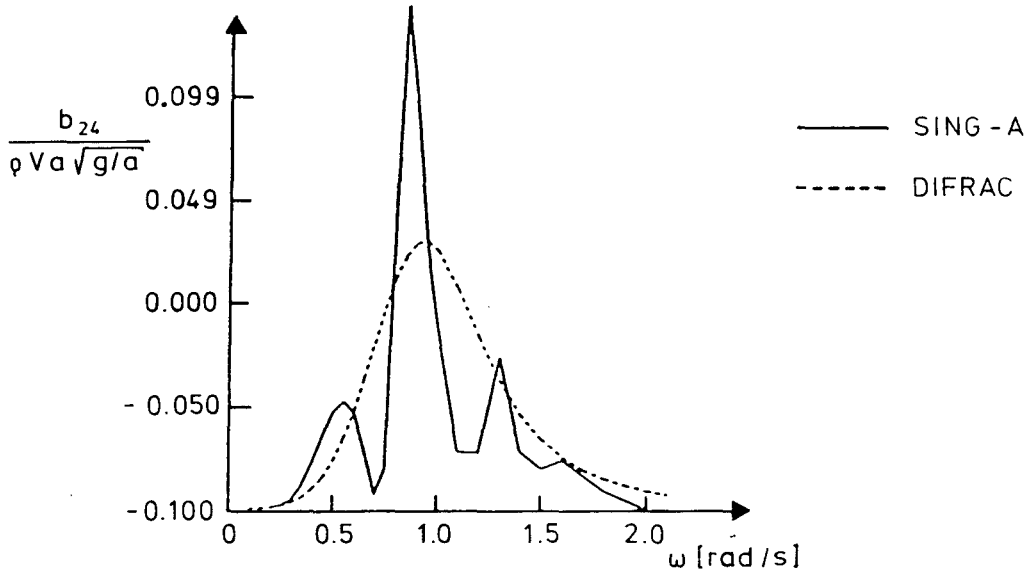


Abb. 2.3.8 Normierte hydrodynamische Dämpfung b_{24}

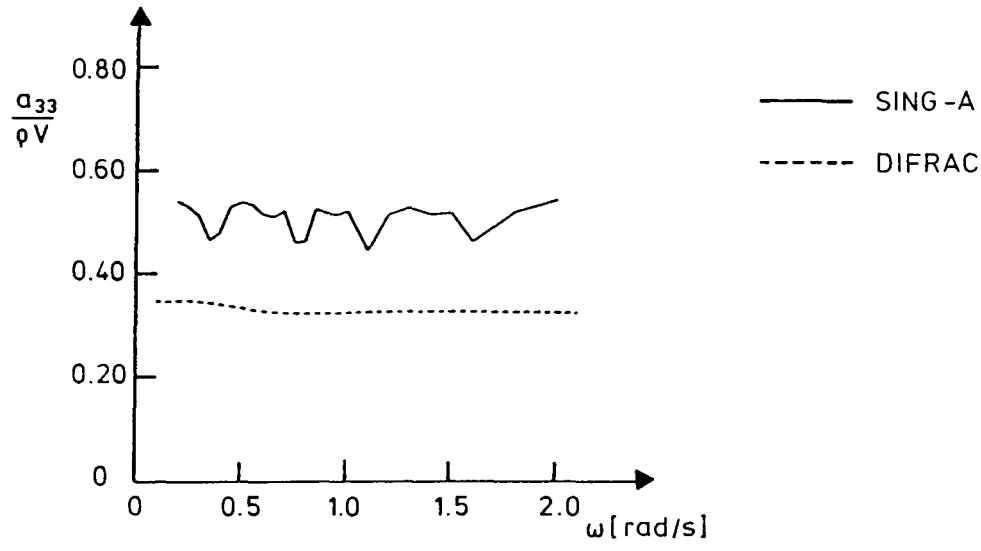


Abb. 2.3.9 Normierte hydrodynamische Masse a_{33}

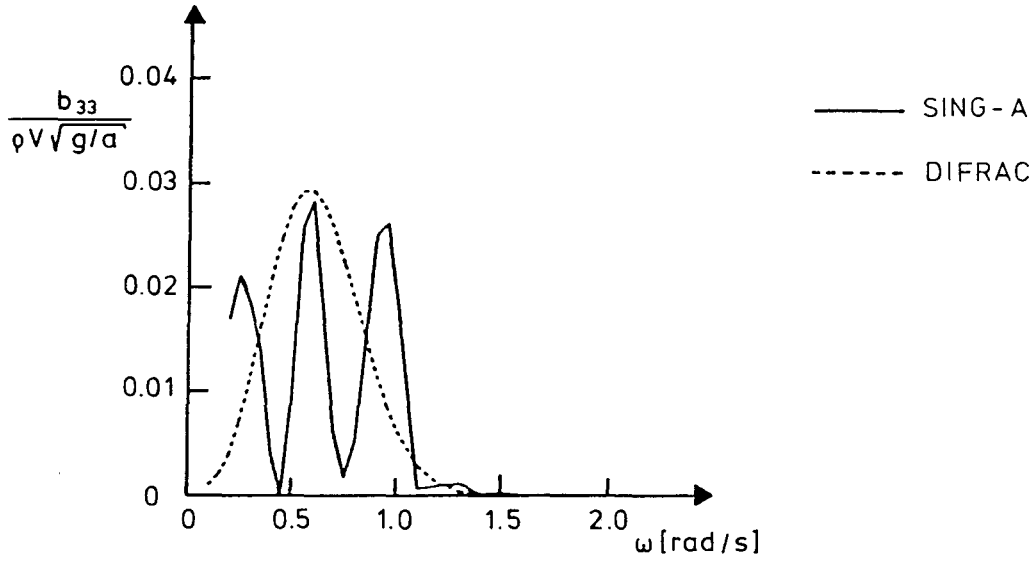


Abb. 2.3.10 Normierte hydrodynamische Dämpfung b_{33}

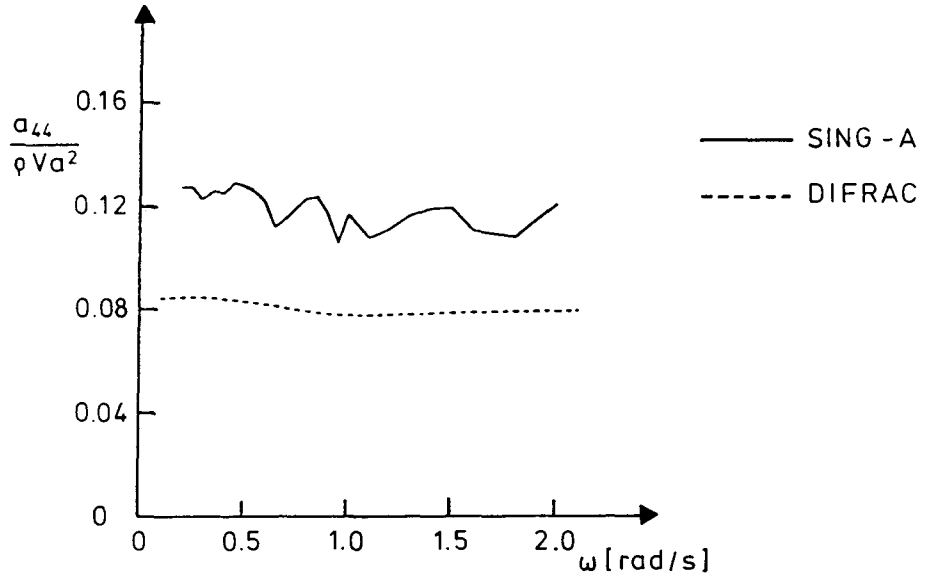


Abb. 2.3.11 Normierte hydrodynamische Masse a_{44}

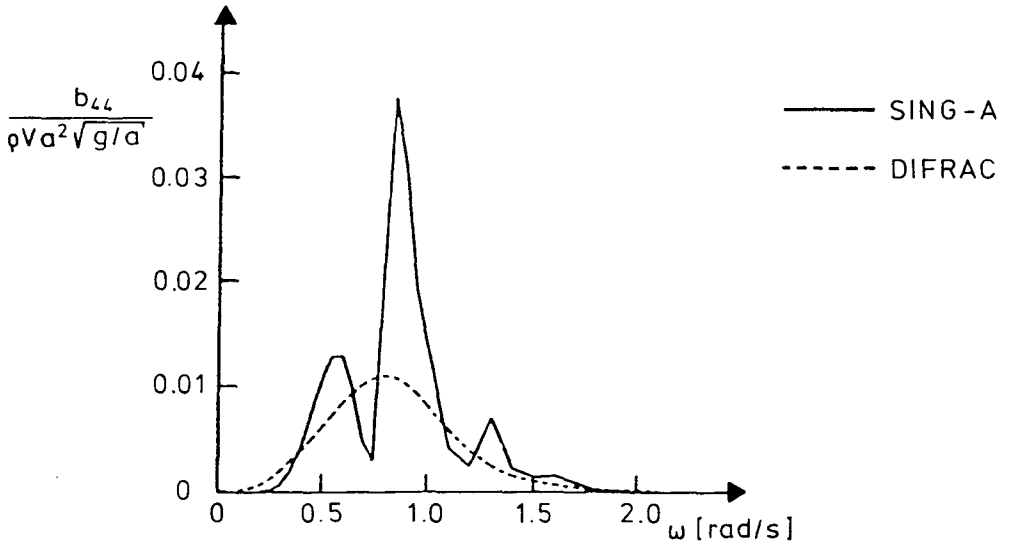


Abb. 2.3.12 Normierte hydrodynamische Dämpfung b_{44}

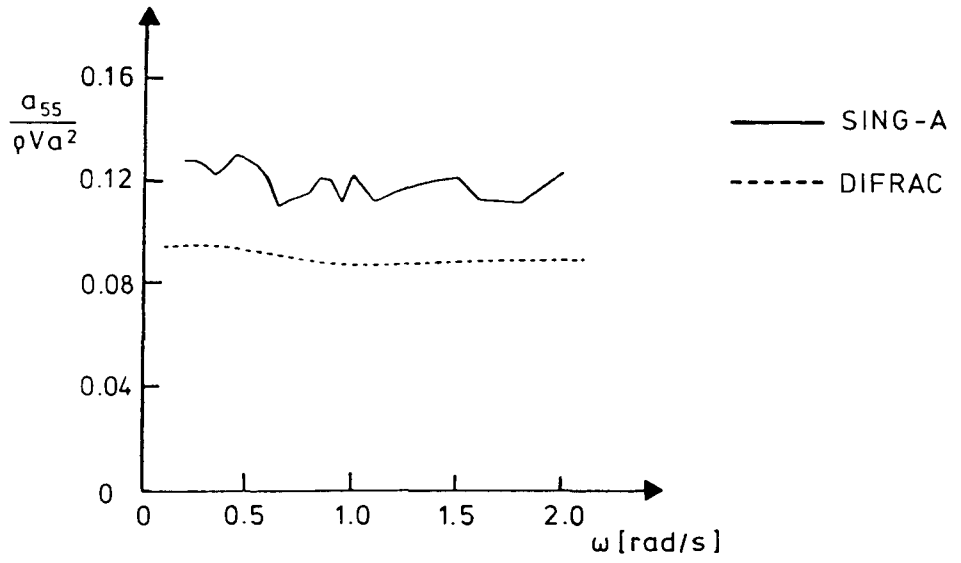


Abb. 2.3.13 Normierte hydrodynamische Masse a_{55}

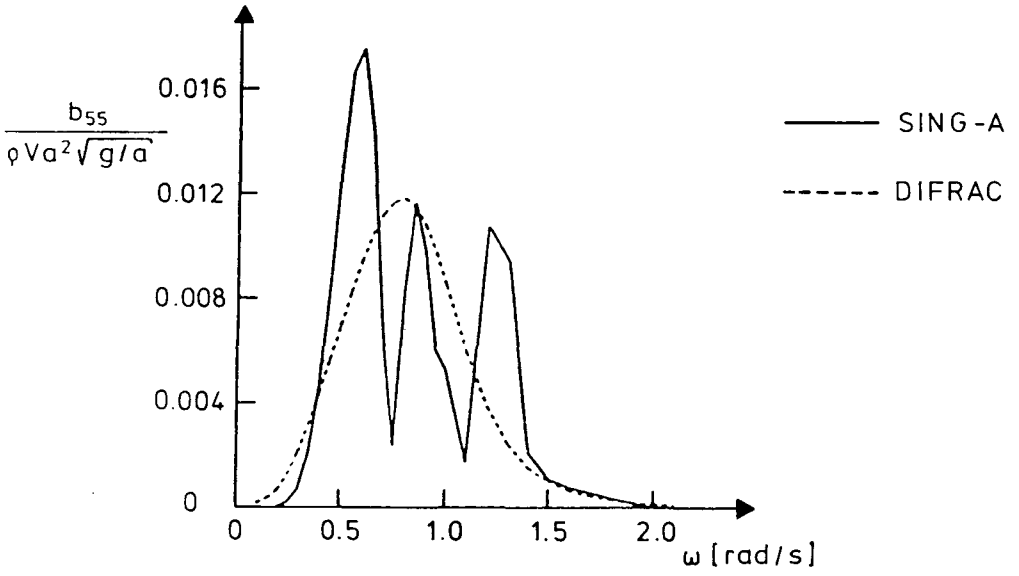


Abb. 2.3.14 Normierte hydrodynamische Dämpfung b_{55}

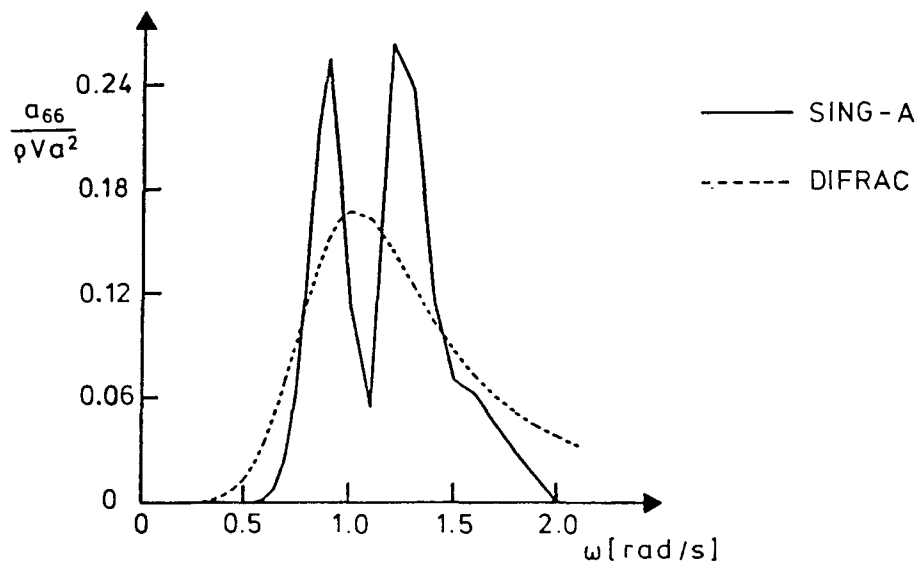


Abb. 2.3.15 Normierte hydrodynamische Masse a_{66}

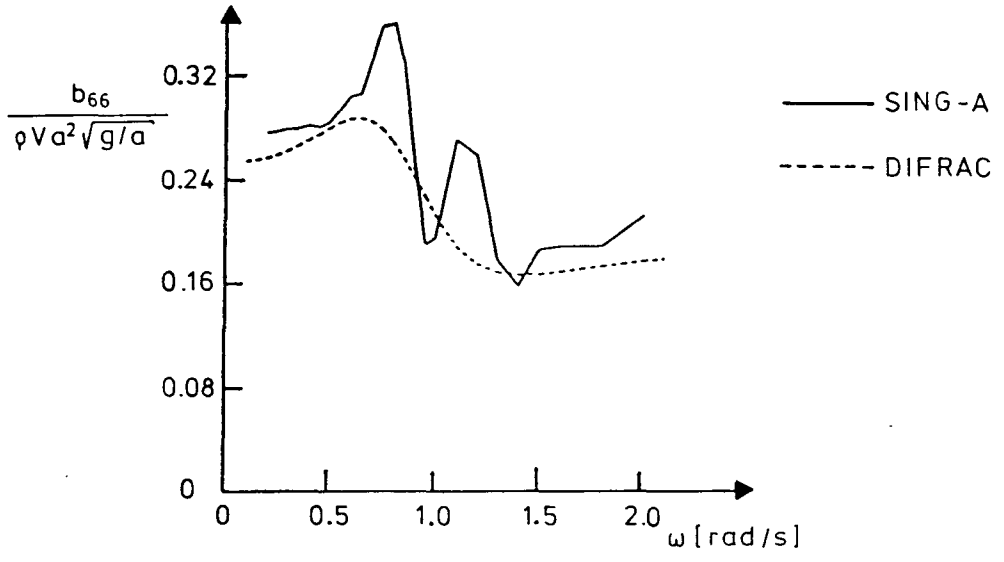


Abb. 2.3.16 Normierte hydrodynamische Dämpfung b_{66}

Ermöglichen die zur Verfügung stehenden Rechenkapazitäten nur sehr grobe Idealisierungen der benetzten Oberfläche, dann nähert sich die Qualität der Ergebnisse des Singularitätenverfahrens jener, die bereits mit Hilfe von vereinfachten Methoden erreichbar ist. Dann ist es sinnvoll, die letzteren Methoden einzusetzen, um Rechenzeit zu sparen (vgl. z.B. [2, 8, 14, 57-61]).

Für alle folgenden Berechnungen wird das Singularitätenverfahren zugrunde gelegt.

2.4 Kräfte und Momente 2. Ordnung

Die Berechnungen der hydrodynamischen Kräfte und Momente 2. Ordnung beschränken sich hier auf die Ermittlung der stationären Anteile der Kräfte und Momente 2. Ordnung.

Die Driftkräfte bzw. -momente 2. Ordnung sind in der Regel klein gegenüber den Kräften 1. Ordnung. Sie können aber bei Bewegungsarten, die keine bzw. geringe Rückstellkräfte aufweisen, große Bewegungen hervorrufen.

Im Falle der Tension-Leg-Plattformen sind in diesem Zusammenhang die Surge-, Sway- und Yaw-Bewegung von besonderem Interesse.

Die theoretischen Grundlagen der Berechnungen dieser Kräfte sind z.B. in den Literaturquellen [36, 62-66] ausführlich dargestellt. Hierbei können zwei Wege beschritten werden, und zwar erfolgt die Berechnung entweder durch Integration der entsprechenden Druckanteile über die momentan benetzte Oberfläche oder mit Hilfe des Impulssatzes, angewandt auf das Kontrollvolumen, das durch Körperkontur S_0, Meeresoberfläche S_F und eine in großer Entfernung vom Körper gelegte Fläche S_∞ eingeschlossen ist. Letztere wird zweckmäßig als Mantelfläche eines Rotationszylinders definiert.

Obwohl die stationären Anteile der Driftkräfte und -momente Phänomene 2. Ordnung sind, ist es nicht notwendig, das Randwertproblem 2. Ordnung zu lösen, um sie zu berechnen. Die stationären Anteile der Driftkräfte werden nämlich als die zeitlichen Mittelwerte der instationären Kräfte 2. Ordnung definiert, wozu die Anteile 2. Ordnung des Potentials $\phi^{(2)}$ und der Vertikalbewegung $X_3^{(2)}$ keinen Beitrag leisten (vgl. [36]).

Bei den TLP-Untersuchungen wurden die stationären Driftkräfte $F_{E0_1}^{(2)}$, $F_{E0_2}^{(2)}$ und das Driftmoment $F_{E0_6}^{(2)}$ nach einem ursprünglich von Newman hergeleiteten, auf dem Impulssatz basierenden Verfahren berechnet [66], das ferner von Faltinsen und Michelsen erweitert wurde [67]. Faltinsen und Michelsen führten in die Beziehungen von Newman eine für das Fernfeld geltende asymptotische Näherung für das auch im Rahmen dieses Vorhabens benutzte Geschwindigkeitspotential der Integralgleichungsmethode (vgl. Abschnitt 2.1) ein und gelangten zu Beziehungen für die Driftkräfte und das Moment, die auch bei begrenzter Wassertiefe gelten. Diese Methode, die die mittels Singularitätenverfahren gewonnenen Potentialwerte 1. Ordnung benutzt, liegt nach Ogilvie [64] der exakten Lösung des Problems am nächsten, verglichen mit anderen bekannten Verfahren (vgl. Zusammenstellung in [63]).

Es ist möglich, die Driftkräfte und das Moment sowohl für einen festgehaltenen als auch für einen frei schwimmenden Körper zu berechnen. Letzteres setzt die Lösung der linearen Bewegungsgleichungen voraus, damit das Störpotential ϕ_s nach Gl. (2.1-2) berechnet werden kann.

In Abb. 2.4.1 bis 2.4.3 werden die normierten quadratischen Übertragungsfunktionen der stationären Driftkräfte und des Moments für den festgehaltenen Schwimmkörper des betrachteten Nordsee-Entwurfs [19] dargestellt. Sie sind wie folgt definiert:

$$f_{E0_{1,2}}^{(2)}(\omega,\alpha) = \frac{F_{E0_{1,2}}^{(2)}(\omega,\alpha)}{0.5\rho g a (H/2)^2} \tag{2.4-1}$$

$$f_{E0_6}^{(2)}(\omega,\alpha) = \frac{F_{E0_6}^{(2)}(\omega,\alpha)}{0.5\rho g a^2 (H/2)^2} \tag{2.4-2}$$

Die Normierungslänge ist $a = 89m$ wie im Falle der hydrodynamischen Koeffizienten a_{ij} und b_{ij} (vgl. Abschnitt 2.3).

Die Driftkräfte und das Moment für andere TLP-Schwimmkörper werden im Rahmen der Parameterstudie (Abschnitt 7.3) beispielsweise dargestellt.

Die auf die oben geschilderte Weise berechneten stationären Anteile der Driftkräfte und -momente bilden die Grundlage für die Ermittlung der langsam oszillierenden Wellendriftkräfte und -momente im natürlichen Seegang. Dies wird im Abschnitt 3.4 erörtert.

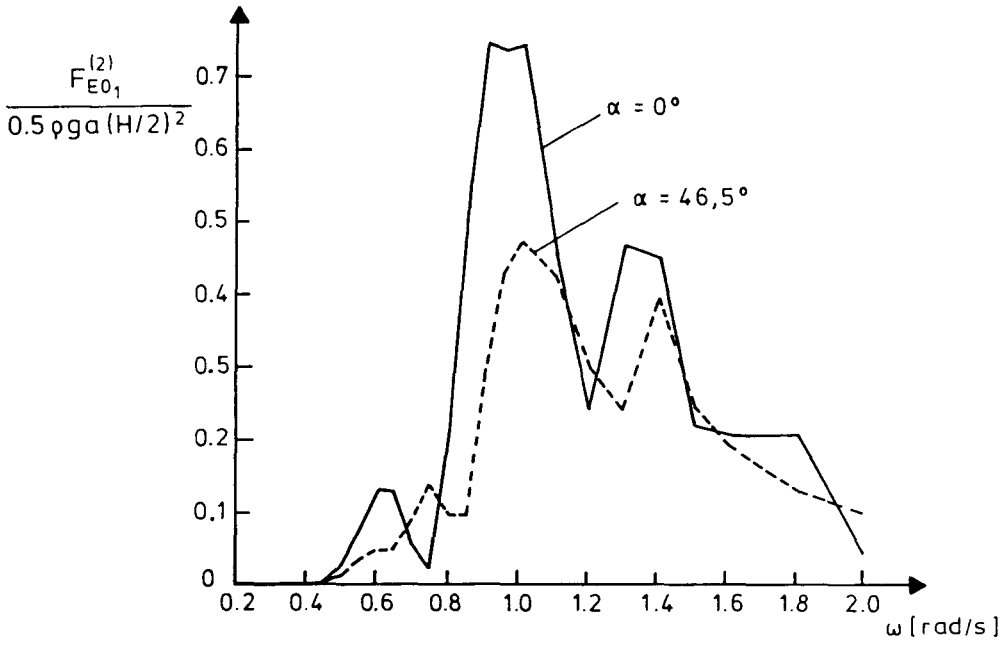


Abb. 2.4.1 Normierte quadratische Übertragungsfunktionen der Driftkraft $F^{(2)}_{E0_1}$

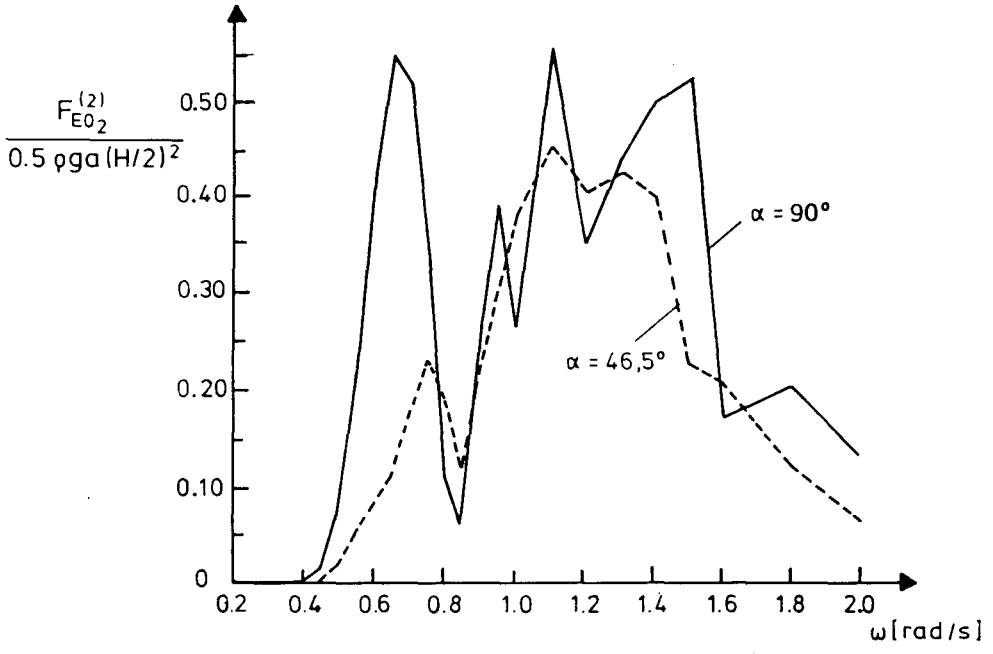


Abb. 2.4.2 Normierte quadratische Übertragungsfunktionen der Driftkraft $F^{(2)}_{E0_2}$

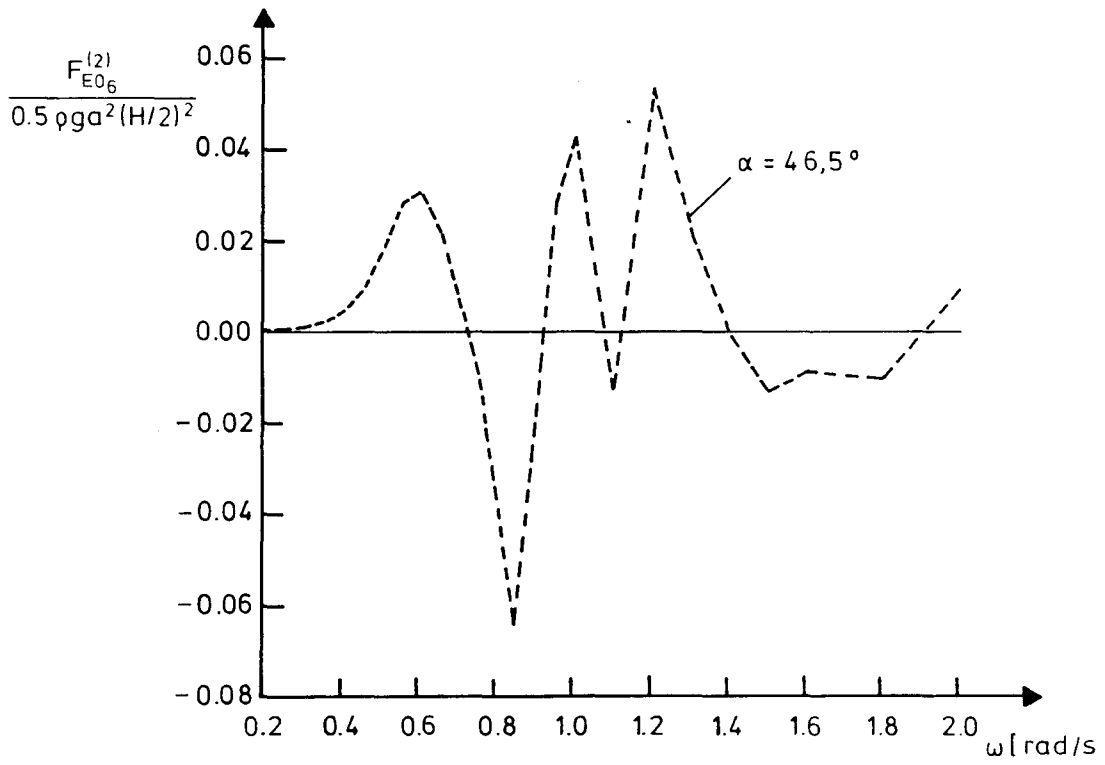


Abb. 2.4.3 Normierte quadratische Übertragungsfunktion des Driftmoments $F^{(2)}_{E0_6}$

3 Untersuchungen des Seeverhaltens

3.1 Linearisierte Bewegungsgleichungen

Die als ein starrer Körper betrachtete TLP kann in guter Näherung als ein lineares System angesehen werden. Hierbei werden die Tendons als masselose, lineare Federn idealisiert. Eine solche Idealisierung ist in der Vorentwurfsphase einer Tension-Leg-Plattform durchaus zulässig [2, 5, 8, 14, 31, 56-61].

Die Systemskizze ist in Abb. 2.1.2 dargestellt.

Zur Aufstellung der Bewegungsgleichungen werden zwei Koordinatensysteme benötigt. Das Koordinatensystem $Oxyz$ ist fest am TLP-Schwimmkörper angebracht. In diesem System sind die Koordinaten des Schwerpunktes G und der Federanlenkpunkte F_i $(i = 1,2,3,4)$ zeitlich unveränderlich. Außerdem wird ein Inertialsystem $O'x_1x_2x_3$ eingeführt, das im zeitlichen Mittel mit $Oxyz$ zusammenfällt, aber die translatorischen und rotatorischen Bewegungen der Plattform nicht mitmacht. Als Bezugspunkt für die Bewegungen, Kräfte und Momente wird der Ursprung O angenommen. Die translatorischen Bewegungen in den Richtungen der Koordinatenachsen des Inertialsystems werden mittels Zeitfunktionen $s_1(t), s_2(t), s_3(t)$ beschrieben. Die Drehungen der Plattform um die x_1-, x_2- und x_3- Achse beschreiben die Funktionen $s_4(t), s_5(t), s_6(t)$.

M.a.W. beschreiben $s_k(t)$ folgende Bewegungen:

$s_1(t)$	Surge	(Längsbewegung)
$s_2(t)$	Sway	(Querbewegung)
$s_3(t)$	Heave	(Tauchbewegung)
$s_4(t)$	Roll	(Rollbewegung)
$s_5(t)$	Pitch	(Stampfbewegung)
$s_6(t)$	Yaw	(Gierbewegung)

Bei der Linearisierung wird angenommen, daß die Bewegungsamplituden des Schwimmkörpers klein sind. Dies bedeutet, daß alle trigonometrischen Funktionen bezüglich der Winkel $s_4(t), s_5(t)$ und $s_6(t)$ linearisiert werden können, d.h.:

$$\cos s_k(t) \approx 1, \quad \sin s_k(t) \approx s_k(t)$$

$$k = 4,5,6$$

und daß alle Größen, die Produkte aus mindestens zwei Bewegungsgrößen $s_k(t)$ oder deren zeitlichen Ableitungen enthalten, zu vernachlässigen sind.

Der Herleitung der Bewegungsgleichungen werden das 2. Newton'sche Gesetz und der Drallsatz zugrunde gelegt. Nach der Linearisierung (Vgl. z.B. [68]) erhält man folgendes Gleichungssystem:

$$\sum_{k=1}^{6} m_{jk}\ddot{s}_k(t) = F_{B_j} + F_{H_j} + F_{V_j} + F_{E_j}^{(1)} \tag{3.1-1}$$

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

Mit den Ansätzen für die effektiven hydrostatischen Rückstellkräfte und -momente:

$$F_{H_j} = -\sum_{k=1}^{6} c_{H_{jk}} s_k(t) \tag{3.1-2}$$

und für die Rückstellkräfte und -momente aus der Verspannung:

$$F_{V_j} = -\sum_{k=1}^{6} c_{V_{jk}} s_k(t) \tag{3.1-3}$$

sowie mit Gl. (2.1-21) folgt:

$$\sum_{k=1}^{6} \left[(m_{jk} + a_{jk})\ddot{s}_k(t) + b_{jk}\dot{s}_k(t) + (c_{H_{jk}} + c_{V_{jk}})s_k(t)\right] = F_{E_j}^{(1)}(t) \tag{3.1-4}$$

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

Hierin bezeichnen:

m_{jk}	Elemente der Trägheitsmatrix der Plattform,
a_{jk}	Elemente der hydrodynamischen Trägheitsmatrix,
b_{jk}	Elemente der hydrodynamischen Dämpfungsmatrix,
$c_{H_{jk}}$	effektive hydrostatische Rückstellkoeffizienten,
$c_{V_{jk}}$	Federsteifigkeiten der Verspannung,
$s_k(t)$	Auslenkung bzw. Drehung in Richtung k ,
$F_{E_j}^{(1)}(t)$	Erregungskraft bzw. -moment 1. Ordnung in Richtung j.

Setzt man für die Bewegungen die komplexen Ansätze (2.1-4) ein, und für die Erregungskräfte die Wellenkräfte 1. Ordnung in komplexer Form:

$$F_{E_j}^{(1)}(t) = \hat{F}_{E_j}^{(1)} e^{-i\omega t} \tag{3.1-5}$$

dann erhält man folgendes Gleichungssystem zur Bestimmung der komplexen Bewegungsamplituden $\hat{s}_k, k = 1, \ldots, 6$:

$$\sum_{k=1}^{6} \left[-\omega^2 (m_{jk} + a_{jk}) - i\omega b_{jk} + c_{H_{jk}} + c_{V_{jk}}\right] \hat{s}_k = \hat{F}_{E_j}^{(1)} \tag{3.1-6}$$

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

Es wird angenommen, daß die Massenverteilung doppelt symmetrisch ist. Dies bedeutet, daß sowohl die Koordinaten des Schwerpunktes x_G und y_G als auch die Zentrifugalmomente I_{xy}, I_{yz} und I_{zx} gleich Null sind. In diesem Fall hat die Trägheitsmatrix folgenden Aufbau:

$$[m_{jk}] = \begin{bmatrix} m & 0 & 0 & 0 & mz_G & 0 \\ 0 & m & 0 & -mz_G & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -mz_G & 0 & I_{xx} & 0 & 0 \\ mz_G & 0 & 0 & 0 & I_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & I_{zz} \end{bmatrix} \tag{3.1-7}$$

m bezeichnet die Plattformmasse, z_G die z-Koordinate des Schwerpunkts im mitbewegten Bezugssystem. I_{xx}, I_{yy} und I_{zz} sind die Massenträgheitsmomente in Bezug auf die Koordinatenachsen Ox, Oy und Oz.

Der Aufbau und die Berechnung der hydrodynamischen Koeffizientenmatrizen $[a_{jk}]$ und $[b_{jk}]$ ist im Abschnitt 2.1 erörtert worden.

Unter den effektiven hydrostatischen Rückstellkräften und -momenten F_{H_j} werden die hydrostatische Rückstellkraft infolge vertikaler Verschiebung des TLP-Schwimmkörpers bzgl. des mittleren Wasserspiegels und die effektiven Rückstellmomente verstanden, die aus den hydrostatischen und den Gewichtsmomenten infolge Drehungen resultieren. Für den doppelt symmetrischen Schwimmkörper erhält man folgende Rückstellkoeffizienten:

$$\begin{aligned} c_{H_{33}} &= \rho g A_{WL} \\ c_{H_{44}} &= \rho g \left(I_{WL_{xx}} + z_V V\right) - mgz_G \\ c_{H_{55}} &= \rho g \left(I_{WL_{yy}} + z_V V\right) - mgz_G \\ c_{H_{jk}} &= 0 \quad \text{sonst,} \end{aligned} \tag{3.1-8}$$

wobei

A_{WL}	die Wasserlinienfläche,
$I_{WL_{xx}}, I_{WL_{yy}}$	die Wasserlinienträgheitsmomente,
V	das Verdrängungsvolumen,
z_V	die Vertikalkoordinate des Auftriebsschwerpunkts

in der statischen Gleichgewichtslage der Plattform bezeichnen. ρ ist die Dichte des Wassers, g die Erdbeschleunigung.

Bei der linearen Analyse wird angenommen, daß die Neigungswinkel der Tendons bzgl. der Vertikalrichtung θ_i klein sind. Der Einfluß der Abstände zwischen den einzelnen Tendons an einer Ecksäule auf die Steifigkeit des Verspannungssystems wird vernachlässigt. Alle

Tendons an einer Ecksäule werden zu einer linearen Feder mit dem Anlenkpunkt F_i im Mittelpunkt der Säulengrundfläche zusammengefaßt (vgl. Abb. 2.1.2).

Unter diesen Annahmen kann die von der Feder i zur Zeit t auf die Plattform ausgeübte Gesamtkraft $\bar{F}_V^i(t)$ wie folgt berechnet werden:

$$\bar{F}_V^i(t) = - \begin{bmatrix} \frac{T_0^i}{l_{F_i}} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{T_0^i}{l_{F_i}} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{EA_i}{l_{F_i}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta x_1^i(t) \\ \Delta x_2^i(t) \\ \Delta x_3^i(t) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ T_0^i \end{bmatrix} \tag{3.1-9}$$

Hierin bezeichnen:

T_0^i	die statische Vorspannkraft im Tendon-Bündel i, $T_0^i > 0$,
l_{F_i}	die Tendonlänge,
A_i	den wirksamen Querschnitt des Tendon-Bündels i,
E	den Elastizitätsmodul des Tendon-Materials,
$\Delta\bar{x}^i(t)$	die globale Auslenkung des Anlenkpunkts F_i.

Sind x_i, y_i, z_i die Koordinaten von F_i im mitbewegten Koordinatensystem, dann kann der Vektor $\Delta\bar{x}^i(t)$ folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$\Delta\bar{x}^i(t) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & z_i & -y_i \\ 0 & 1 & 0 & -z_i & 0 & x_i \\ 0 & 0 & 1 & y_i & -x_i & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} s_1(t) \\ s_2(t) \\ s_3(t) \\ s_4(t) \\ s_5(t) \\ s_6(t) \end{bmatrix} \tag{3.1-10}$$

Der instationäre Kraftanteil in Gl. (3.1-9) stellt die Rückstellkraft dar, die von der Feder i herrührt und im folgenden als $\Delta\bar{F}_V^i(t)$ bezeichnet wird.

Das Rückstellmoment von der Feder i kann in Form von zwei Anteilen dargestellt werden:

$$\Delta\bar{M}_V^i(t) \quad = \quad \Delta\bar{M}_{V_1}^i(t) + \Delta\bar{M}_{V_2}^i(t) \tag{3.1-11}$$

Der erste Anteil ist das Moment von $\Delta\bar{F}_V^i(t)$ und kann in linearisierter Form als folgendes Vektorprodukt berechnet werden:

$$\Delta\bar{M}^i_{V_1}(t) = \bar{x}^i_o \times \Delta\bar{F}^i_V(t) \tag{3.1-12}$$

wobei $\bar{x}^i_o$ der Ortsvektor $\{x_i, y_i, z_i\}^T$ des Anlenkpunkts F_i im mitbewegten System bezeichnet.

Der zweite Anteil ist das Rückstellmoment von der konstanten Vorspannkraft $\bar{T}^i_0$, die bei Drehbewegungen die gleiche aufrichtende Wirkung hat, als ob an den Anlenkpunkten F_i zusätzliche Gewichte angebracht wären. Bezeichnet man mit $\Delta\bar{x}^{Ri}(t)$ die globalen Änderungen von $\bar{x}^i_o$ infolge der rotatorischen Bewegungen des TLP-Schwimmkörpers, die mit Hilfe der linearisierten Rotationsmatrix $[\Delta R_{jk}]$ wie folgt definiert werden:

$$\Delta\bar{x}^{Ri}(t) = \begin{bmatrix} 0 & -s_6(t) & s_5(t) \\ s_6(t) & 0 & -s_4(t) \\ -s_5(t) & s_4(t) & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_i \\ y_i \\ z_i \end{bmatrix} \tag{3.1-13}$$

dann ist der zweite Anteil gleich:

$$\Delta\bar{M}^i_{V_2}(t) = -\Delta\bar{x}^{Ri}(t) \times \bar{T}^i_0 \tag{3.1-14}$$

Das Minus-Zeichen ergibt sich infolge der Definition der Vorspannkraft $\bar{T}^i_o$, die als eine vom Schwimmkörper auf die Feder i ausgeübte Kraft zu verstehen ist (vgl. auch Gl. (3.1-9)).

Führt man alle durch Gln. (3.1-9) bis (3.1-14) ausgedrückten Operationen aus, faßt die Rückstellkräfte und -momente von der Feder i zu einem Vektor $\bar{F}^i_V$ zusammen und folgt dem Ansatz (3.1-3), dann erhält man die globale Rückstellmatrix der Feder i, $\left[c^i_{V_{jk}}\right]$. Sie ist in Form von Matrix (3.1-15) dargestellt.

$$\begin{bmatrix} c^i_{11} & 0 & 0 & 0 & c^i_{11}z_i & -c^i_{11}y_i \\ 0 & c^i_{22} & 0 & -c^i_{22}z_i & 0 & c^i_{22}x_i \\ 0 & 0 & c^i_{33} & c^i_{33}y_i & -c^i_{33}x_i & 0 \\ 0 & -c^i_{22}z_i & c^i_{33}y_i & c^i_{22}z_i^2 + c^i_{33}y_i^2 - T^i_0 z_i & -c^i_{33}x_i y_i & -c^i_{22}x_i z_i + T^i_0 x_i \\ c^i_{11}z_i & 0 & -c^i_{33}x_i & -c^i_{33}x_i y_i & c^i_{33}x_i^2 + c^i_{11}z_i^2 - T^i_0 z_i & -c^i_{11}z_i y_i + T^i_0 y_i \\ -c^i_{11}y_i & c^i_{22}x_i & 0 & -c^i_{22}x_i z_i & -c^i_{11}z_i y_i & c^i_{11}y_i^2 + c^i_{22}x_i^2 \end{bmatrix} =$$

$$= \left[c^i_{V_{jk}}\right] \tag{3.1-15}$$

Hierbei werden folgende Definitionen der lokalen Rückstellkoeffizienten in Bezug auf den Anlenkpunkt F_i eingeführt:

$$\begin{aligned} c^i_{11} &= c^i_{22} = \frac{T^i_0}{l_{F_i}} \\ c^i_{33} &= \frac{EA_i}{l_{F_i}} \end{aligned} \tag{3.1-16}$$

Die gesamte Federsteifigkeitsmatrix des Verspannungssystems $\left[c_{V_{i,j}}\right]$ erhält man, indem man die Steifigkeitsmatrizen (3.1-15) über alle Federn summiert. Denn es gilt nach Gl. (3.1-3):

$$F_{V_j} = -\sum_{k=1}^{6}\sum_{i=1}^{N_F} c^i_{V_{jk}} s_k(t) \tag{3.1-17}$$

Die Anzahl der Federn N_F war bei den untersuchten Nordsee-TLP's immer gleich 4.

Das Ergebnis der Addition für eine TLP im intakten Zustand stellt die Matrix (3.1-18) dar.

$$\begin{bmatrix} c_{V_{11}} & 0 & 0 & 0 & -c_{V_{11}}a_z & 0 \\ 0 & c_{V_{22}} & 0 & c_{V_{22}}a_z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c_{V_{33}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & c_{V_{22}}a_z & 0 & c_{V_{22}}a_z^2 + c_{V_{33}}a_y^2 + \\ & & & +F^0_V a_z & 0 & 0 \\ -c_{V_{11}}a_z & 0 & 0 & 0 & c_{V_{33}}a_x^2 + c_{V_{11}}a_z^2 + \\ & & & & +F^0_V a_z & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{V_{11}}a_y^2 + c_{V_{22}}a_x^2 \end{bmatrix} =$$

$$= \left[c_{V_{jk}}\right] \tag{3.1-18}$$

Aufgrund der Doppelsymmetrie werden einige Elemente außerhalb der Hauptdiagonalen zu Null. Die resultierende Matrix ist symmetrisch. Sie gilt unter Zugrundelegung der Koordinatensysteme wie in Abb. 2.1.2. Hierbei sind:

$$
\begin{aligned}
c_{V_{11}} &= c_{V_{22}} = \frac{F_V^0}{l_T} \\
c_{V_{33}} &= n_T \frac{EA_T}{l_T}
\end{aligned}
\tag{3.1-19}
$$

wobei:

F_V^0	die statische Vorspannung des Gesamtsystems,
n_T	die Anzahl der Tendons,
A_T	den wirksamen Querschnitt eines Tendons,
l_T	die wirksame Tendonlänge

bezeichnen. Weiterhin bedeuten a_x, a_y, a_z die Entfernungen der Anlenkpunkte der Federkräfte von den Koordinatenebenen Oyz, Oxz, Oxy.

Zur Lösung der linearisierten Bewegungsgleichungen von TLP's im Frequenzbereich wurde das speziell für die Untersuchungen linearer meerestechnischer Strukturen entwickelte Rechenprogramm SEMISYS-F eingesetzt [69]. Aufgrund der Systemdaten und der Ergebnisse der hydrodynamischen Analyse werden im Programm die Bewegungsgleichungen aufgestellt und gelöst. Als Ergebnisse erhält man im Falle von Tension-Leg-Plattformen die Übertragungsfunktionen der Bewegungen und der Tendonkräfte.

3.2 Nichtlineare Bewegungsgleichungen

Eine wirksame numerische Methode zur Erfassung der Auswirkungen nichtlinearer Effekte auf das Bewegungsverhalten meerestechnischer Strukturen ist die direkte Integration der nichtlinearen Bewegungsgleichungen im Zeitbereich [36].

Die für die Entwurfspraxis von TLP's wichtigste Aufgabenstellung ist die Berechnung des Seeverhaltens unter Berücksichtigung der durch die geometrische Steifigkeit der Verspannung bedingten, nichtlinearen Rückstellkräfte. Darüber hinaus wurden hydrodynamische Nichtlinearitäten, nämlich die Wellendriftkräfte (vgl. Abschnitt 2.4), die vom Quadrat der Umströmungsgeschwindigkeit abhängigen Widerstandskräfte sowie der "set-down"-Effekt berücksichtigt. Diese Einflüsse werden vorwiegend auch in den an anderen Stellen durchgeführten, nichtlinearen Untersuchungen an TLP's in Betracht gezogen [2, 54, 57, 58, 70-74].

Das System der Bewegungsgleichungen wird zu diskreten Zeitpunkten jeweils nach aufeinander folgenden Zeitschritten Δt gelöst. Über das Verhalten der Struktur innerhalb des Zeitintervalls werden plausible Annahmen getroffen.

Die nichtlinearen Bewegungsgleichungen lassen sich wie folgt schreiben:

$$
\sum_{k=1}^{6} m_{jk} \ddot{s}_k(t) = F_{W_j}(t) + F_{B_j}(t) + F_{D_j}(t) + F_{H_j}(t) + F_{V_j}(t) \tag{3.2-1}
$$

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

Hierin sind:

m_{jk}	die Elemente der Trägheitsmatrix
$s_k(t)$	die Komponenten des Bewegungsvektors,
$F_{W_j}(t)$	die erregenden Wellenkräfte und -momente,
$F_{B_j}(t)$	die hydrodynamischen Reaktionskräfte und -momente,
$F_{D_j}(t)$	die zähigkeitsbedingten, nichtlinearen Widerstandskräfte und -momente,
$F_{H_j}(t)$	die effektiven hydrostatischen Kräfte und Momente,
$F_{V_j}(t)$	die Reaktionskräfte und -momente aus der Verspannung.

Bei den Berechnungen kann aber nicht von den im Frequenzbereich verwendeten Gleichungen ausgegangen werden, deren hydrodynamische Koeffizienten von der Erregungsfrequenz abhängig sind.

Die Bewegungsgleichungen im Zeitbereich können für einen als linear angenommenen Schwimmkörper auf der Basis der Impulsfunktion-Methode formuliert werden [36, 75, 76]. Aufgrund der von Cummins und Ogilvie erzielten Ergebnisse können die hydrodynamischen Reaktionskräfte folgendermaßen berechnet werden:

$$F_{B_j}(t) = -\sum_{k=1}^{6}\left[a_{jk}(\infty)\ddot{s}_k(t) + \int_{-\infty}^{t} K_{jk}(t-\tau)\dot{s}_k(\tau)d\tau\right] \tag{3.2-2}$$

Die Koeffizienten $a_{jk}(\infty)$ stellen die sog. frequenzunabhängigen hydrodynamischen Massen dar und sind wie folgt definiert:

$$a_{jk}(\infty) = a_{jk}(\omega) + \frac{1}{\omega}\int_0^{\infty} K_{jk}(t)\sin\omega t dt \tag{3.2-3}$$

$a_{jk}(\omega)$ bezeichnet hier die frequenzabhängige hydrodynamische Masse für eine bestimmte Kreisfrequenz ω.

Die sog. Retardationsfunktionen $K_{jk}(t)$ sind mit den frequenzabhängigen potentialtheoretischen Dämpfungskoeffizienten $b_{jk}(\omega)$ mittels folgender Beziehungen verknüpft:

$$K_{jk}(t) = \frac{2}{\pi}\int_0^{\infty} b_{jk}(\omega)\cos\omega t d\omega \tag{3.2-4}$$

$$b_{jk}(\omega) = \int_0^{\infty} K_{jk}(t)\cos\omega t dt \tag{3.2-5}$$

Die Ermittlung von $a_{jk}(\infty)$ und $K_{jk}(t)$ setzt die Kenntnis der frequenzabhängigen Parameter $a_{jk}(\omega)$ und $b_{jk}(\omega)$, also m.a.W. die Lösung des Abstrahlungsproblems voraus.

Die restlichen Kraftanteile in der Gl. (3.2-1) haben im allgemeinen nichtlinearen Charakter.

Da bei der hydrodynamischen Analyse lediglich die Randwertprobleme 1. Ordnung für das Geschwindigkeitspotential gelöst wurden, werden der Ermittlung der Wellenkräfte für die Berechnungen im Zeitbereich $F_{W_j}(t)$ die nach dem in den Abschnitten 2.1 und 2.4 dargestellten deterministischen Konzept ermittelten Übertragungsfunktionen der Wellenkräfte 1. Ordnung $F_{E_j}^{(1)}$ und die quadratischen Übertragungsfunktionen der mittleren Driftkräfte

$F^{(2)}_{E0_j}$, Gln. (2.2-1) , (2.4-1) und (2.4-2) zugrunde gelegt. Die Ermittlung der Wellenkräfte $F_{W_j}(t)$ anhand dieser Information aus dem Frequenzbereich wird näher in den Abschnitten 3.3 und 3.4 erläutert.

Die Potentialdämpfung bzw. die Dämpfung aus der Retardationsfunktion ist in vielen Fällen der Simulationsrechnung nicht ausreichend, was zu einem Aufschaukeln des Systems in einer Eigenfrequenz führt. Aus den numerischen Gründen ist die Einführung einer vom Quadrat der relativen Umströmungsgeschwindigkeit abhängigen Widerstandskraft sinnvoll bzw. notwendig. Da das Ziel der Einführung dieser Ansätze nicht in einer mehr oder weniger genauen Modellierung der durch die Viskosität des Wassers bedingten Effekte, sondern in einer näherungsweisen Wiedergabe der globalen Wirkung der nichtlinearen Widerstandskräfte liegt, können hier einfache, auf der Morison-Formel basierende Ansätze gemacht werden. Bei den hier präsentierten Untersuchungen hatten sie z.B. für die Kräfte folgende Form:

$$F_{D_j}(t) = \frac{1}{2}\rho c_{D_j} A_j \mid u_j(t) - v_j(t) \mid [u_j(t) - v_j(t)] \qquad (3.2\text{-}6)$$

$$j = 1,2,3$$

c_{D_j} bezeichnen die Widerstandsbeiwerte, A_j die wirksamen Flächen für die Koordinatenrichtungen j. $u_j(t)$ sind die Geschwindigkeitskomponenten der Wasserteilchen in der ungestörten Welle, $v_j(t)$ die Geschwindigkeitskomponenten der Struktur an einem frei gewählten Bezugspunkt zur Zeit t. Als Bezug für die Wahl der Werte von c_{D_j} galten einerseits die Ergebnisse der linearen Berechnungen und andererseits die gesammelten Erfahrungen aus den Simulationsrechnungen für ähnliche Strukturen, für die Meßwerte aus Modellversuchen bzw. aus den Messungen an der Großausführung vorlagen.

Den Hauptanteil der nichtlinearen Rückstellkräfte bilden die Rückstellkräfte aus der Verspannung $F_{V_j}(t)$.

Die Tendon-Bündel werden als masselose Federn betrachtet. Die hydrodynamischen Lasten auf die Tendons seien ebenfalls vernachlässigbar klein gegenüber den auf die Plattform ausgeübten äußeren Kräften.

Bezeichnen $x^i_{o_j}(t)$, $j = 1,2,3$ die globalen Koordinaten des oberen Anlenkpunktes der i-ten Feder zur Zeit t und $x^i_{u_j}, j = 1,2,3$ die globalen, zeitlich invarianten Koordinaten des unteren Ankopplungspunktes derselben Feder am Fundament am Meeresboden, dann lassen sich die Federlänge und die Richtungscosinus bzgl. der globalen Koordinatenachsen zur Zeit t wie folgt ausdrücken:

$$l_{F_i}(t) = \sqrt{\left[x^i_{o_1}(t) - x^i_{u_1}\right]^2 + \left[x^i_{o_2}(t) - x^i_{u_2}\right]^2 + \left[x^i_{o_3}(t) - x^i_{u_3}\right]^2} \qquad (3.2\text{-}7)$$

$$c^i_j(t) = \frac{x^i_{o_j}(t) - x^i_{u_j}}{l_{F_i}(t)} \qquad j = 1,2,3 \qquad (3.2\text{-}8)$$

Die Streckung der Feder zur Zeit t erhält man als:

$$\Delta l_{F_i}(t) = l_{F_i}(t) - l_{F_i}(0) \tag{3.2-9}$$

Der Vektor $\bar{x}_o^i(t)$ hängt nichtlinear von den Komponenten des Bewegungsvektors $s_k(t), k = 1, \ldots, 6$ ab. Es gilt folgender Zusammenhang:

$$\begin{bmatrix} x_{o_1}^i(t) \\ x_{o_2}^i(t) \\ x_{o_3}^i(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_1(t) \\ s_2(t) \\ s_3(t) \end{bmatrix} + \left[R_{pq}^{645}(t)\right]^{-1} \begin{bmatrix} x_i \\ y_i \\ z_i \end{bmatrix} \tag{3.2-10}$$

$s_k(t), k = 1,2,3$ sind die translatorischen Auslenkungen der Plattform bzgl. O' zur Zeit t. $R_{pq}^{645}(t)$, $p,q = 1,2,3$ stellen die Elemente der nichtlinearen Rotationsmatrix dar. Sie enthält Ausdrücke, in denen Produkte aus den trigonometrischen Funktionen der Drehwinkel $s_4(t), s_5(t), s_6(t)$ auftreten. Das Invertierungszeichen sowie die auf die Reihenfolge der Teilrotationen, aus denen sich die betrachtete räumliche Drehung zusammensetzt, hinweisenden, oberen Indizes 645 hängen mit den Annahmen zusammen, die bei der Formulierung der Transformationsgesetze getroffen wurden. x_i, y_i, z_i sind die Koordinaten des oberen Anlenkpunktes im plattformfesten Bezugssystem.

Für die Federkennlinie wurde folgender nichtlinearer Ansatz gemacht:

$$F_F^i(t) = T_0^i + k_1^i \Delta l_{F_i}(t) + k_2^i \left[\Delta l_{F_i}(t)\right]^2 + k_3^i \left[\Delta l_{F_i}(t)\right]^3 \tag{3.2-11}$$

Der Einfluß des am Anfang erwähnten "set-down"-Effekts hat sich, wie getrennte Voruntersuchungen zeigten, als vernachlässigbar klein erwiesen. Er trägt aber zu Δl_{F_i} in Gl. (3.2-11) bei. T_0^i bezeichnet die Vorspannkraft in der statischen Gleichgewichtslage des Gesamtsystems, k_1^i, k_2^i und k_3^i sind konstante Koeffizienten. Es wurde vorwiegend das linear-elastische Verhalten der Tendons in ihrer Längsrichtung angenommen, wobei k_2^i und k_3^i meistens zu Null gesetzt wurden.

Die Kraft $F_F^i(t)$ ist hier definitionsgemäß die vom Schwimmkörper auf die i-te Feder ausgeübte, äußere Kraft.

Sind die Konfigurationsänderungen des Systems innerhalb eines Zeitinkrements Δt klein, und ist die Federkennlinie (3.2-11) linear bzw. nur schwach nichtlinear, dann kann man die von der Feder auf den Schwimmkörper ausgeübten inkrementellen Rückstellkräfte $\Delta F_{V_j}^i(t)$ durch folgenden expliziten Ansatz annähern:

$$\Delta F_{V_j}^i(t) = -\sum_{k=1}^{3} \left(\frac{\partial F_{F_j}^i}{\partial s_k^i}\right)_{t-\Delta t} \Delta s_k^i(t) \quad j = 1,2,3 \tag{3.2-12}$$

wobei der Ansatz in Bezug auf den Anlenkpunkt F_i und auf die Systemkonfiguration zur Zeit $t - \Delta t$ gilt. $\Delta s_k^i, k = 1,2,3$ sind demnach die globalen inkrementellen Translationen des Anlenkpunkts F_i . $F_{F_j}^i$ sind die globalen Komponenten der Federkraft F_F^i nach Gl. (3.2-11), die mit Hilfe der Richtungscosinus (3.2-8) wie folgt ausgedrückt werden können:

$$F_{F_j}^i(t) = c_j^i(t) F_F^i(t) \tag{3.2-13}$$

Zu beachten ist, daß sowohl die Kraft F_F^i als auch die Richtungscosinus c_j^i von den Auslenkungen $s_k^i(t)$ nichtlinear abhängig sind.

Nach der Berechnung der partiellen Ableitungen erhält man statt der Gln. (3.2-12) folgenden expliziten Ansatz für die inkrementelle Rückstellkraft:

$$\Delta F^i_{V_j}(t) = -\sum_{k=1}^{3} c^i_{F_{jk}}(t-\Delta t)\Delta s^i_k(t) \qquad (3.2\text{-}14)$$
$$j = 1,2,3$$

wobei

$$\left[c^i_{F_{jk}}\right] = \begin{bmatrix} c^i_{l_F}c_1^{i2} + \frac{F^i_F}{l_{F_i}}(1-c_1^{i2}) & \left(c^i_{l_F} - \frac{F^i_F}{l_{F_i}}\right)c^i_1c^i_2 & \left(c^i_{l_F} - \frac{F^i_F}{l_{F_i}}\right)c^i_1c^i_3 \\ \left(c^i_{l_F} - \frac{F^i_F}{l_{F_i}}\right)c^i_1c^i_2 & c^i_{l_F}c_2^{i2} + \frac{F^i_F}{l_{F_i}}(1-c_2^{i2}) & \left(c^i_{l_F} - \frac{F^i_F}{l_{F_i}}\right)c^i_2c^i_3 \\ \left(c^i_{l_F} - \frac{F^i_F}{l_{F_i}}\right)c^i_1c^i_3 & \left(c^i_{l_F} - \frac{F^i_F}{l_{F_i}}\right)c^i_2c^i_3 & c^i_{l_F}c_3^{i2} + \frac{F^i_F}{l_{F_i}}(1-c_3^{i2}) \end{bmatrix} \qquad (3.2\text{-}15)$$

und

$$c^i_{l_F} = k^i_1 + 2k^i_2\Delta l_{F_i} + 3k^i_3(\Delta l_{F_i})^2 \qquad (3.2\text{-}16)$$

Die Elemente der Koeffizientenmatrix (3.2-15) sind abhängig von den Auslenkungen $s^i_k(t)$, $k = 1,2,3$.
Der Ansatz (3.2-12) vereinfacht die numerischen Berechnungen, da die einzelnen Koeffizienten aufgrund der bereits im vorigen Zeitinkrement ermittelten Auslenkungen $s^i_k(t-\Delta t)$ berechnet werden können.

Nimmt man an, daß die Neigungen der Feder bzgl. der vertikalen Richtung klein , d.h. $c^i_1 = c^i_2 \approx 0, c^i_3 \approx 1$ sind, und vernachlässigt man in der Koeffizientenmatrix (3.2-14) alle bewegungsabhängigen Anteile, dann erhält man die linearisierte Steifigkeitsmatrix in Bezug auf den Anlenkpunkt F_i wie in Gl. (3.1-9).

Die globalen Rückstellkräfte , die von dem gesamten Verspannungssystem auf den Schwimmkörper ausgeübt werden, können durch Anwendung nichtlinearer Transformationsgesetze auf den Kraftvektor (3.2-16), Umrechnung der Bewegungen und Momente auf einen gemeinsamen Bezugspunkt und Summation über alle Federn gewonnen werden.

In Bezug auf die hydrostatischen Rückstellkräfte und die effektiven hydrostatischen Rückstellmomente wurden analoge nichtlineare , geometrische Betrachtungen angestellt. Auf die Darstellung der Einzelheiten wird hier verzichtet. Das prinzipielle Vorgehen wird z.B. in der Literaturquelle [64] beschrieben. Sie spielen aber gegenüber den Nichtlinearitäten aus der Verspannung eine untergeordnete Rolle.

Die Strömungs- und Windkräfte wurden mit Hilfe bekannter Ansätze erfaßt, in denen die Kräfte mittels erfahrungsmäßiger Widerstandsbeiwerte vom Quadrat der relativen Umströmungsgeschwindigkeiten abhängig gemacht werden.

Die nichtlinearen Berechnungen wurden mit Hilfe des Simulationsprogramms SEMITIM [74] durchgeführt.

Die numerische Integration der Bewegungsgleichungen erfolgt im Programm nach dem Newmark-β-Verfahren [36].

3.3 Verhalten der TLP in regelmäßigen Wellen

In Abb. 3.3.1 bis 3.3.15 sind einige Beispiele für die Übertragungsfunktionen der Bewegungen und der Tendonkraft im Tendon-Bündel an Ecksäule 1 dargestellt, die bei der linearen Analyse des Nordsee-Entwurfs [19] unter Zugrundelegung der Ergebnisse der hydrodynamischen Analyse nach dem Makroelemente- und nach dem Singularitätenverfahren erzielt worden sind [53].

Es ist ersichtlich, daß in den meisten Fällen die auf der Grundlage der Ergebnisse des Singularitätenverfahrens durchgeführte Analyse des Seeverhaltens im Frequenzbereich größerer Wellen ($\omega = 0.35$ bis $0.7\ rad/s$) größere Bewegungs- bzw. Tendonkraft-Amplituden ergibt. Für die dynamische Belastung des Verspannungssystems erweist sich der Lastfall bei diagonal laufenden Wellen ($\alpha = 46.5°$) als besonders kritisch (vgl. Abb. 3.3.11).

Abb. 3.3.16 bis 3.3.19 zeigen die nichtlinearen Antworten des Systems auf eine harmonische Erregung durch eine Entwurfswelle. Die Wellenparameter sind: $H = 30\ m, T = 14.5\ s$ bzw. $\omega = 0.433\ rad/s$. Die Simulationsrechnungen wurden für drei Wellenlaufwinkel : $\alpha = 0°$, $46.5°$ und $90°$ durchgeführt.

Die Erregungskräfte 1. Ordnung konnten in diesem Fall direkt anhand der im Abschnitt 2.2 dargestellten Übertragungsfunktionen mit den zugehörigen Phasenverläufen zu jedem Zeitpunkt t für die vorgegebenen Wellenkreisfrequenz und -laufrichtung berechnet werden. Diesen instationären Kräften und Momenten wurden die stationären Anteile in Form von mittleren Driftkräften und -momenten 2. Ordnung überlagert, die aus den quadratischen Übertragungsfunktionen, wie in Abschnitt 2.4 gezeigt, zu ermitteln sind. Andere stationäre Anteile wie Wind- oder Strömungskräfte sind hierbei außer acht gelassen worden.

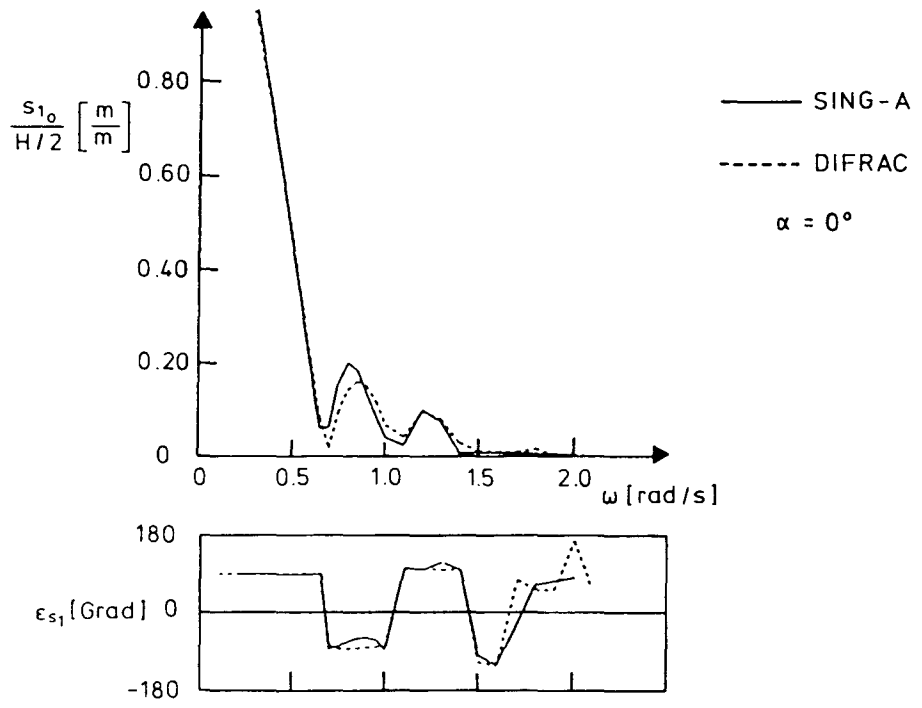


Abb. 3.3.1 Übertragungsfunktionen der Surge-Bewegung, $\alpha = 0°$

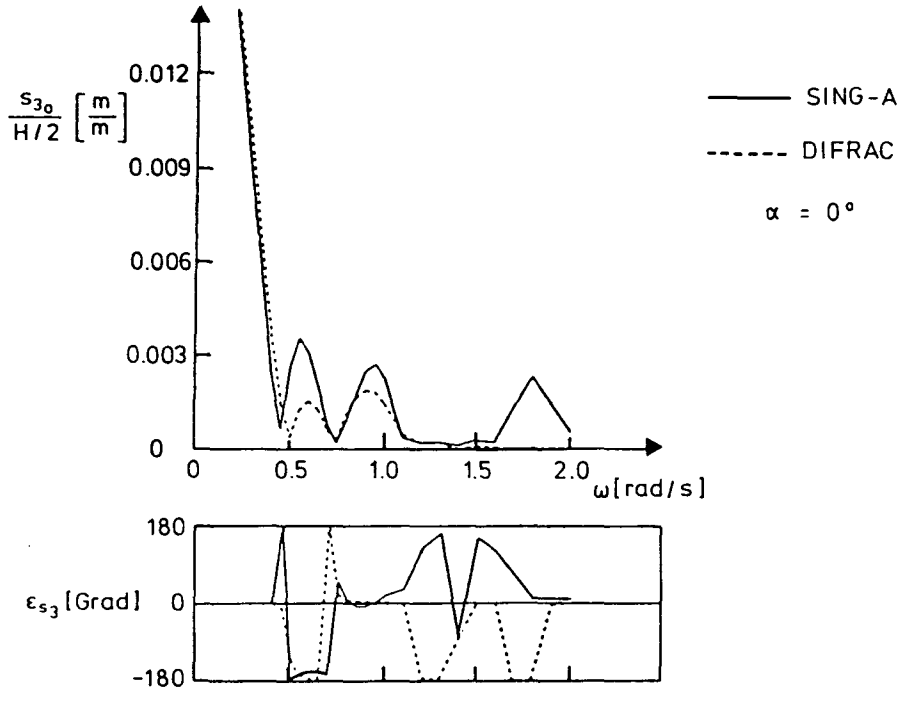


Abb. 3.3.2 Übertragungsfunktionen der Heave-Bewegung, $\alpha = 0°$

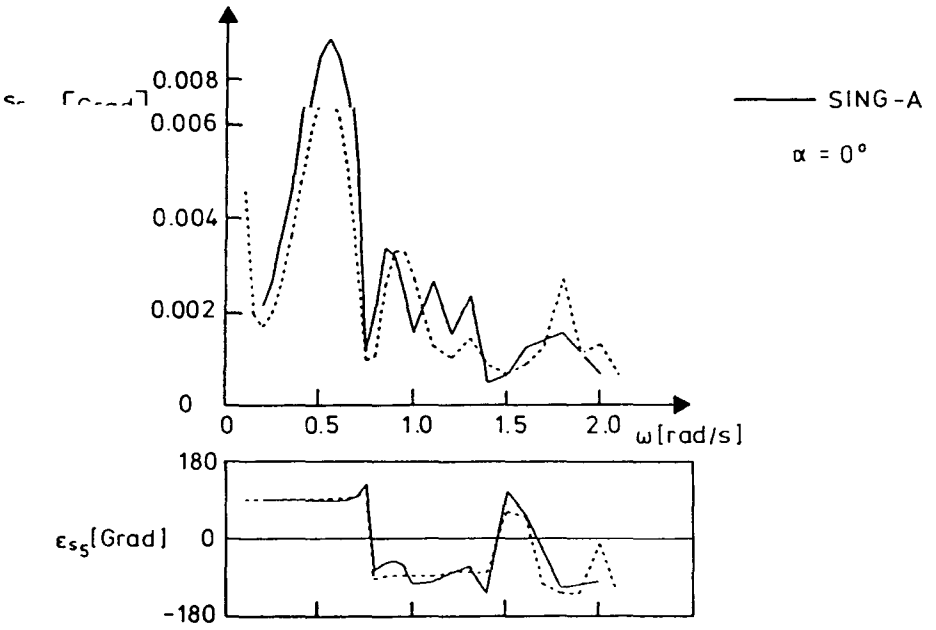


Abb. 3.3.3 Übertragungsfunktionen der Pitch-Bewegung, $\alpha = 0°$

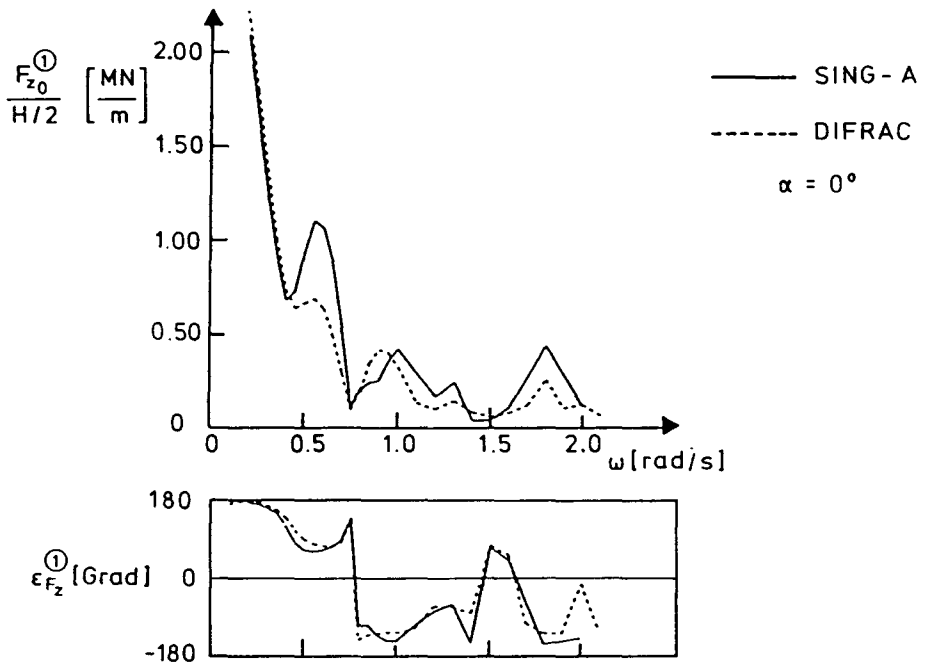


Abb. 3.3.4 Übertragungsfunktionen der Tendonkraft an Ecksäule 1, $\alpha = 0°$

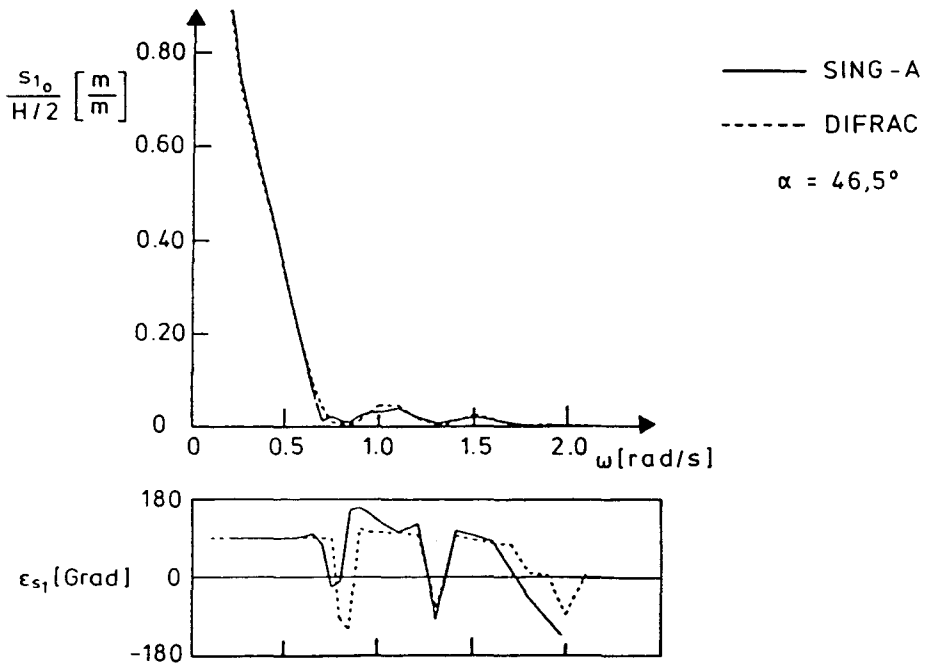


Abb. 3.3.5 Übertragungsfunktionen der Surge-Bewegung, $\alpha = 46.5°$

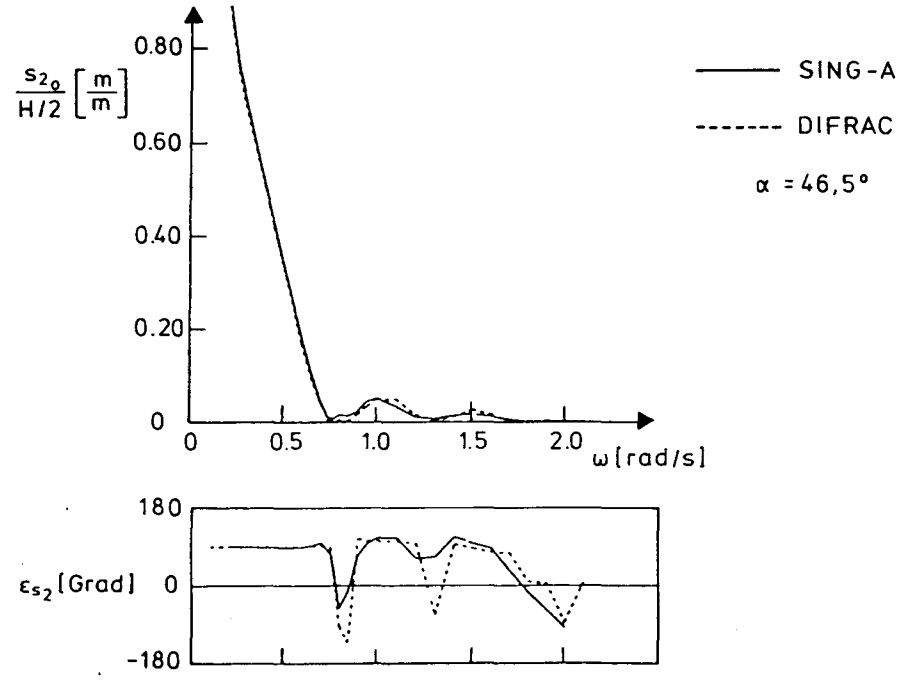


Abb. 3.3.6 Übertragungsfunktionen der Sway-Bewegung, $\alpha = 46.5°$

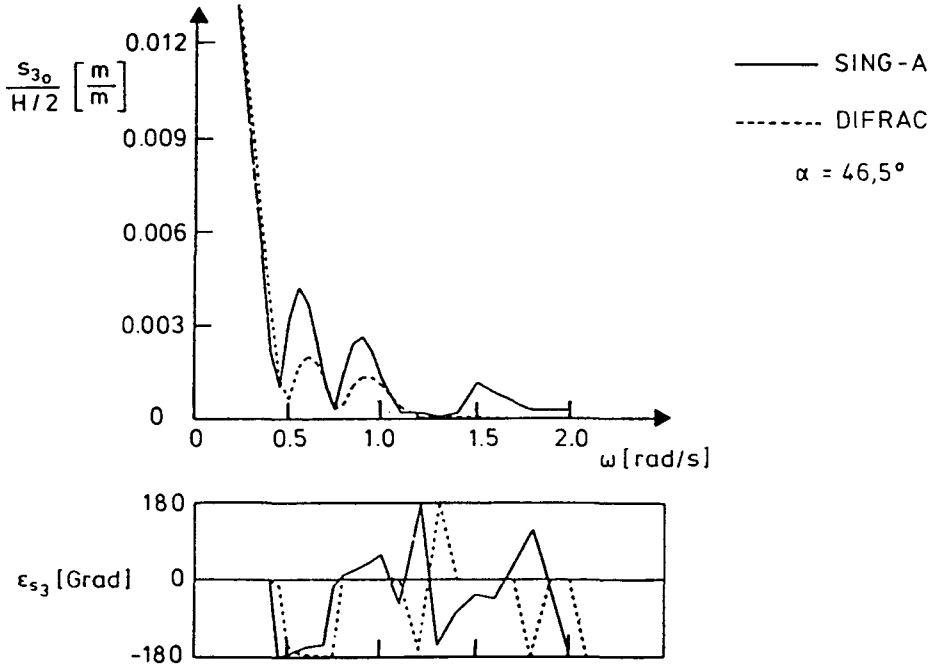


Abb. 3.3.7 Übertragungsfunktionen der Heave-Bewegung, $\alpha = 46.5°$

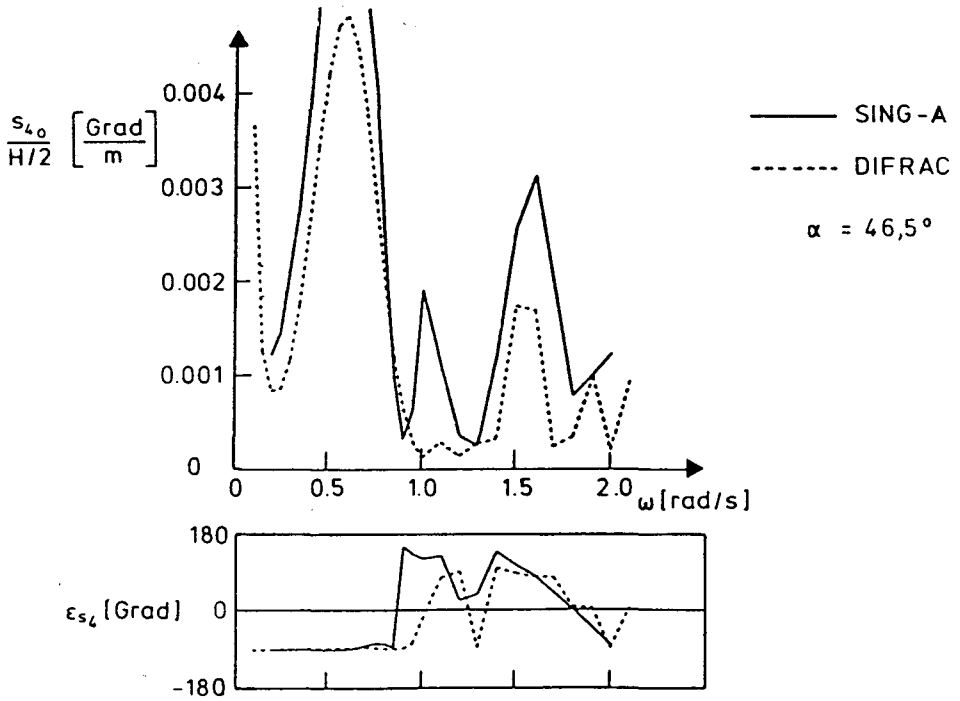


Abb. 3.3.8 Übertragungsfunktionen der Roll-Bewegung, $\alpha = 46.5°$

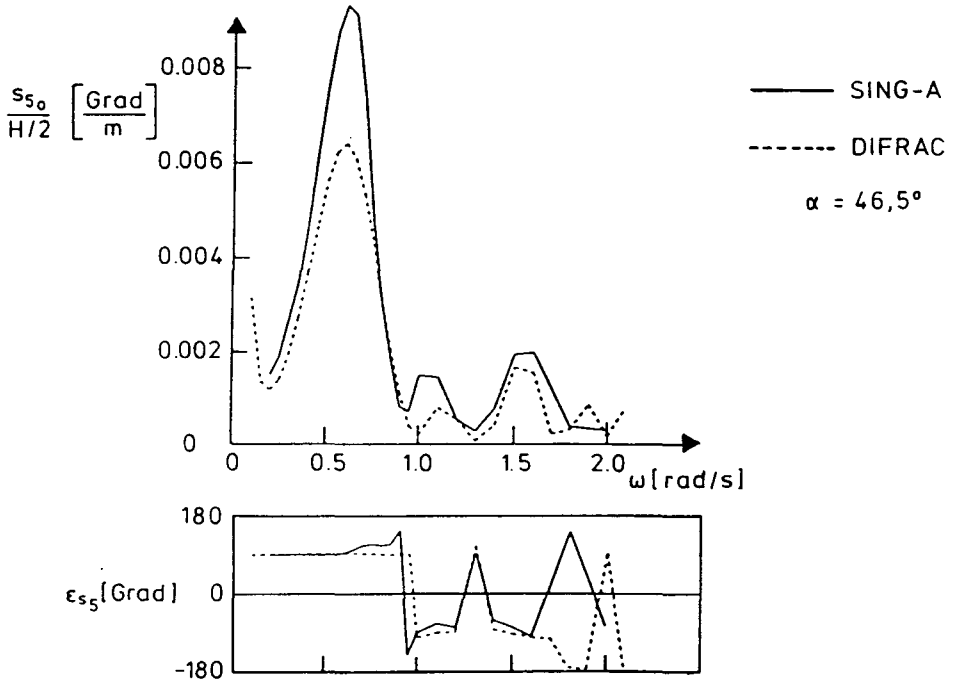


Abb. 3.3.9 Übertragungsfunktionen der Pitch-Bewegung, $\alpha = 46.5°$

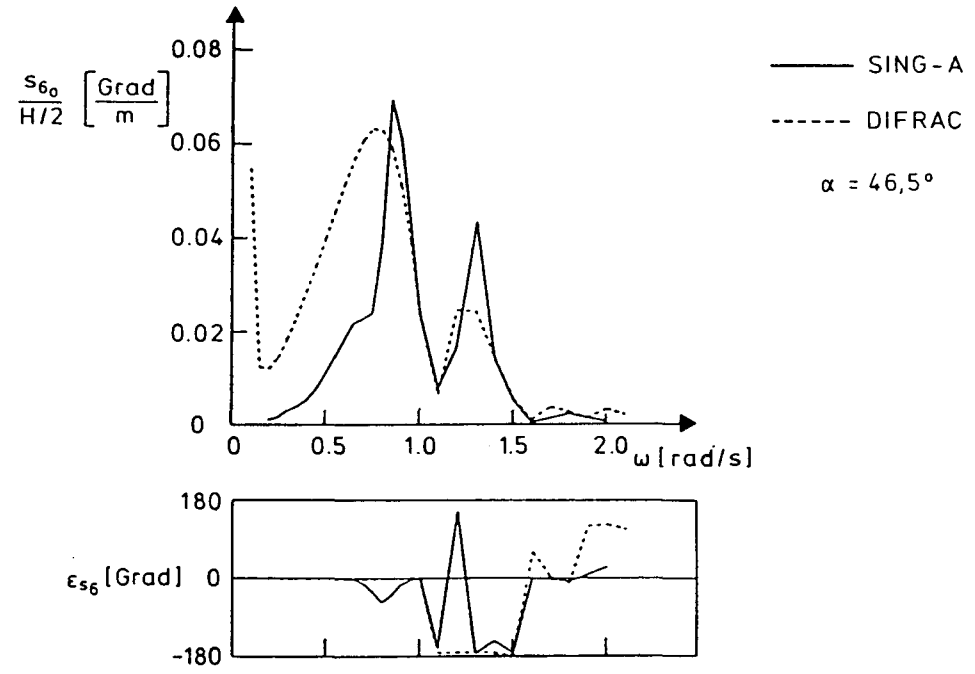


Abb. 3.3.10 Übertragungsfunktionen der Yaw-Bewegung, $\alpha = 46.5°$

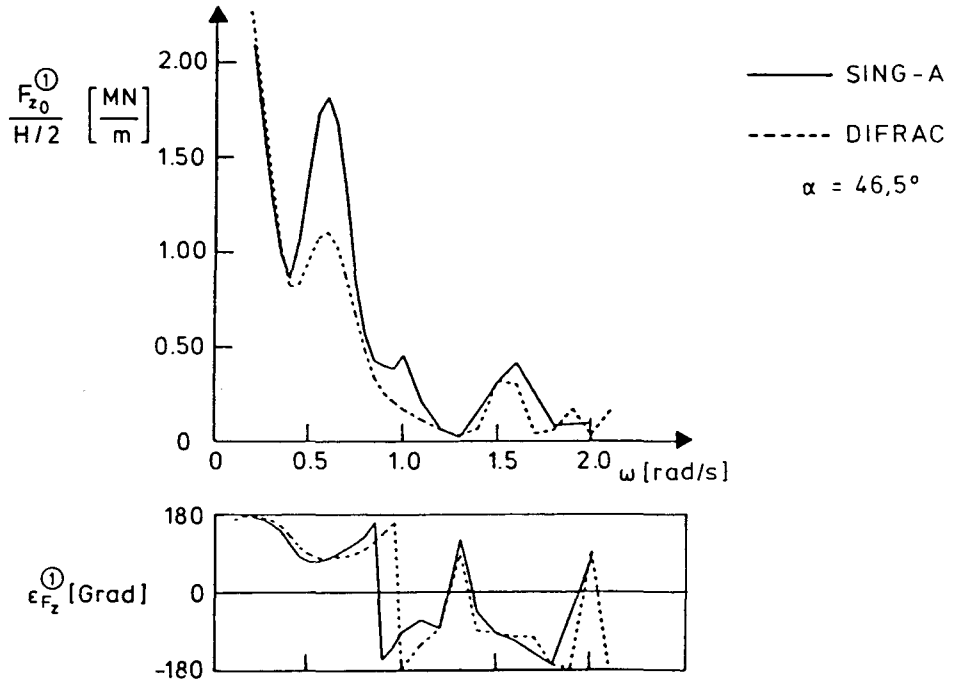


Abb. 3.3.11 Übertragungsfunktionen der Tendonkraft an Ecksäule 1, $\alpha = 46.5°$

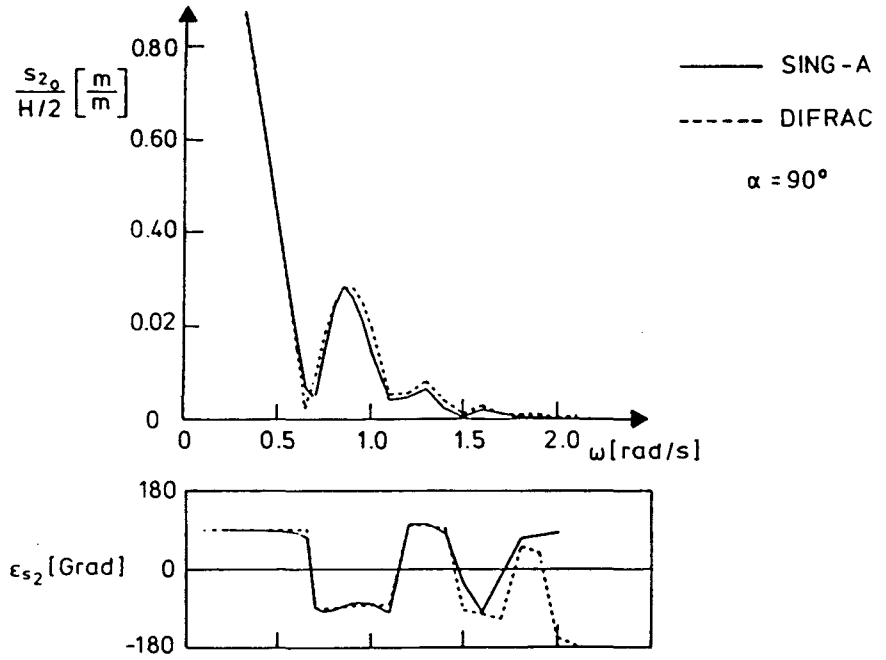


Abb. 3.3.12 Übertragungsfunktionen der Sway-Bewegung, $\alpha = 90°$

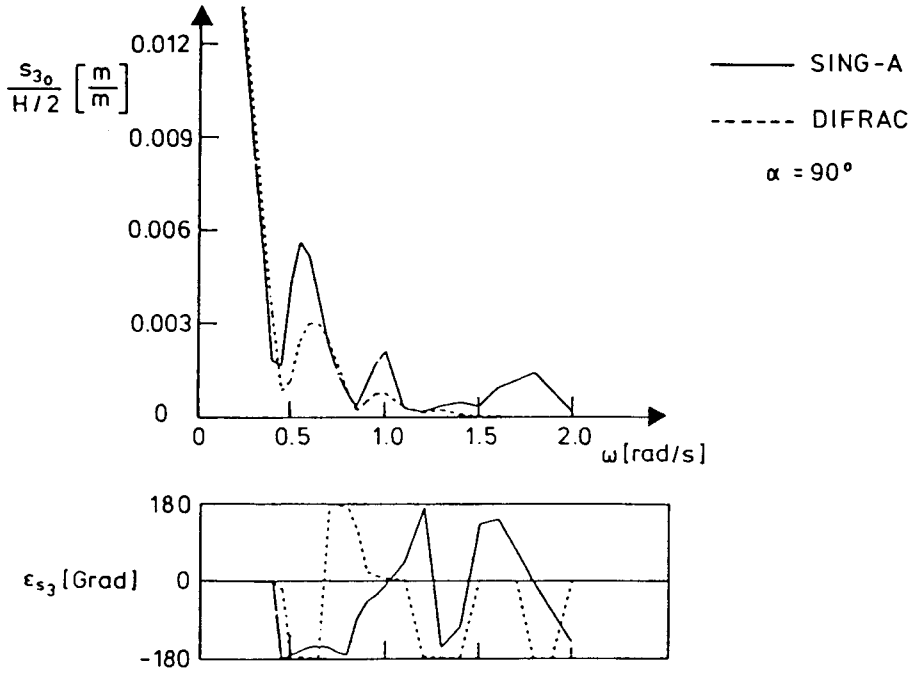


Abb. 3.3.13 Übertragungsfunktionen der Heave-Bewegung, $\alpha = 90°$

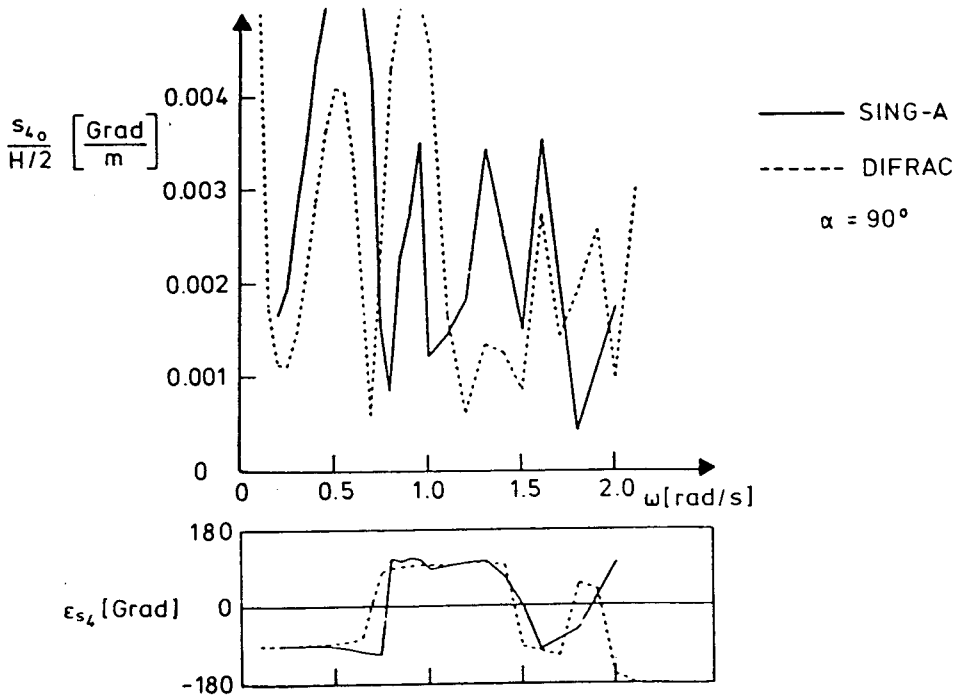


Abb. 3.3.14 Übertragungsfunktionen der Roll-Bewegung, $\alpha = 90°$

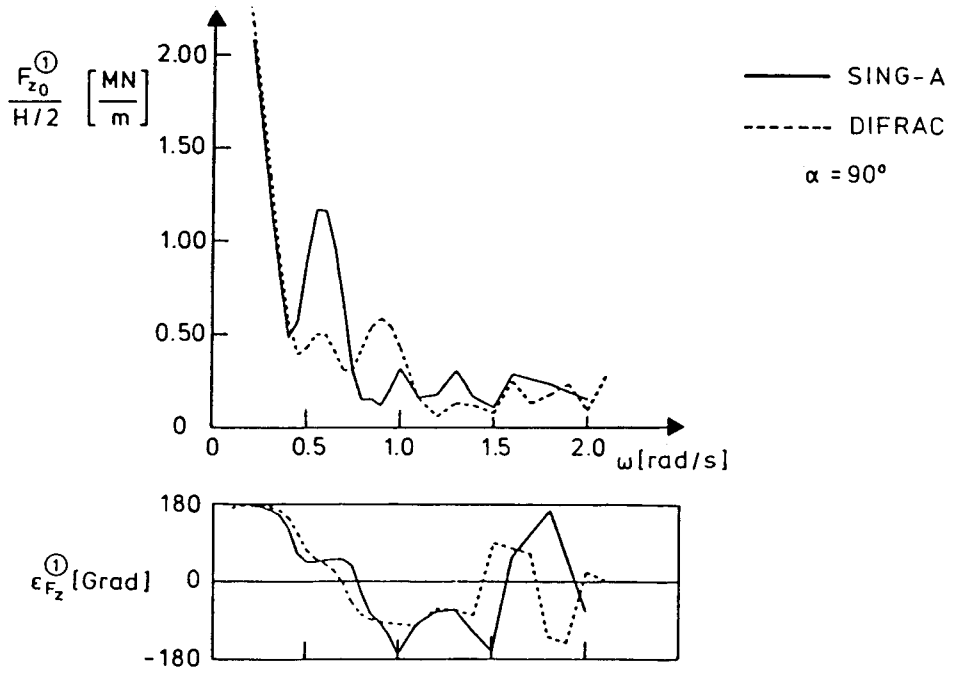


Abb. 3.3.15 Übertragungsfunktionen der Tendonkraft an Ecksäule 1, $\alpha = 90°$

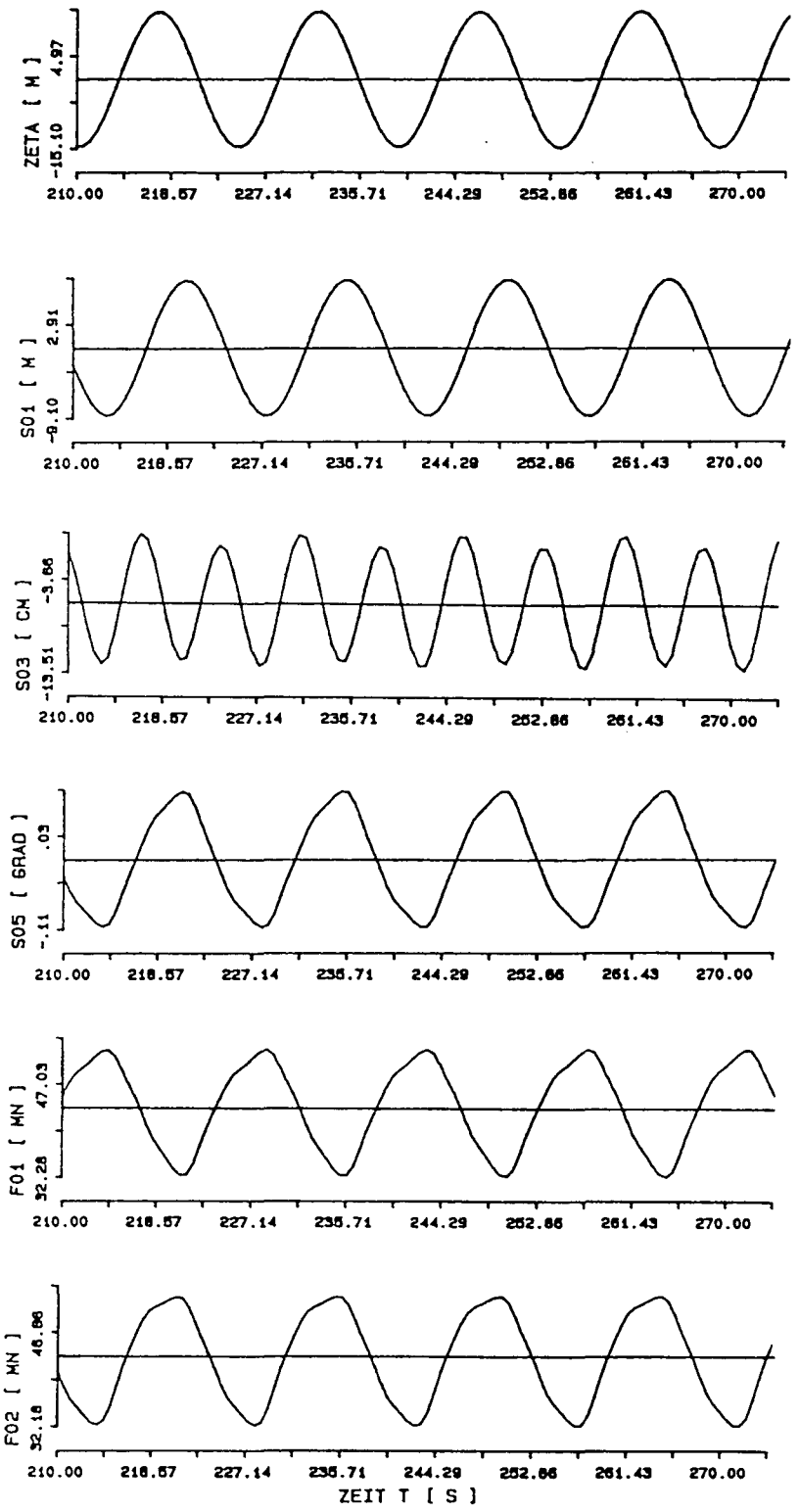


Abb. 3.3.16 Nichtlineare Antworten des TLP-Systems auf eine harmonische Erregung durch eine Entwurfswelle, $\alpha = 0°$

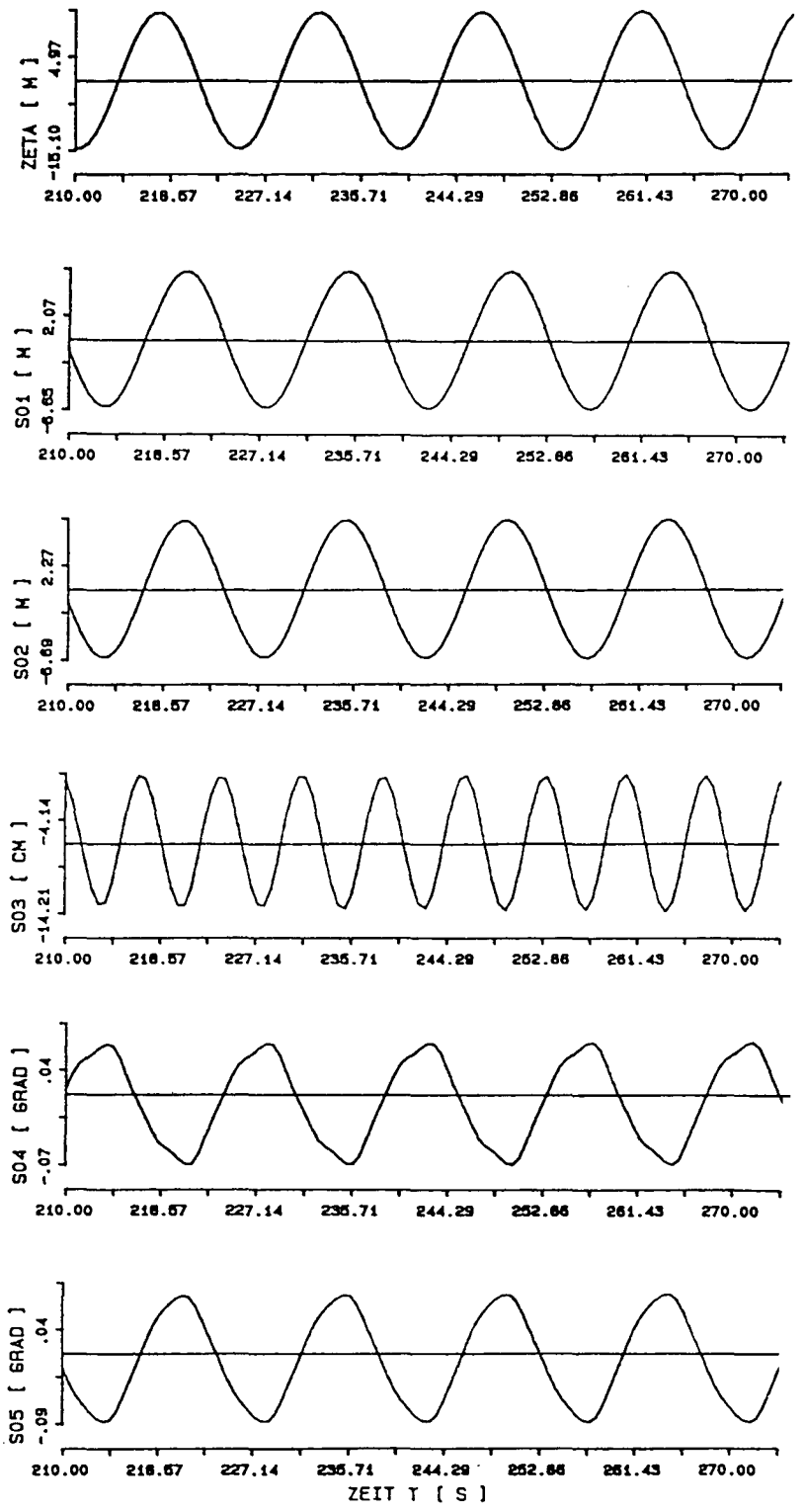


Abb. 3.3.17 Nichtlineare Antworten des TLP-Systems auf eine harmonische Erregung durch eine Entwurfswelle, $\alpha = 46.5°$

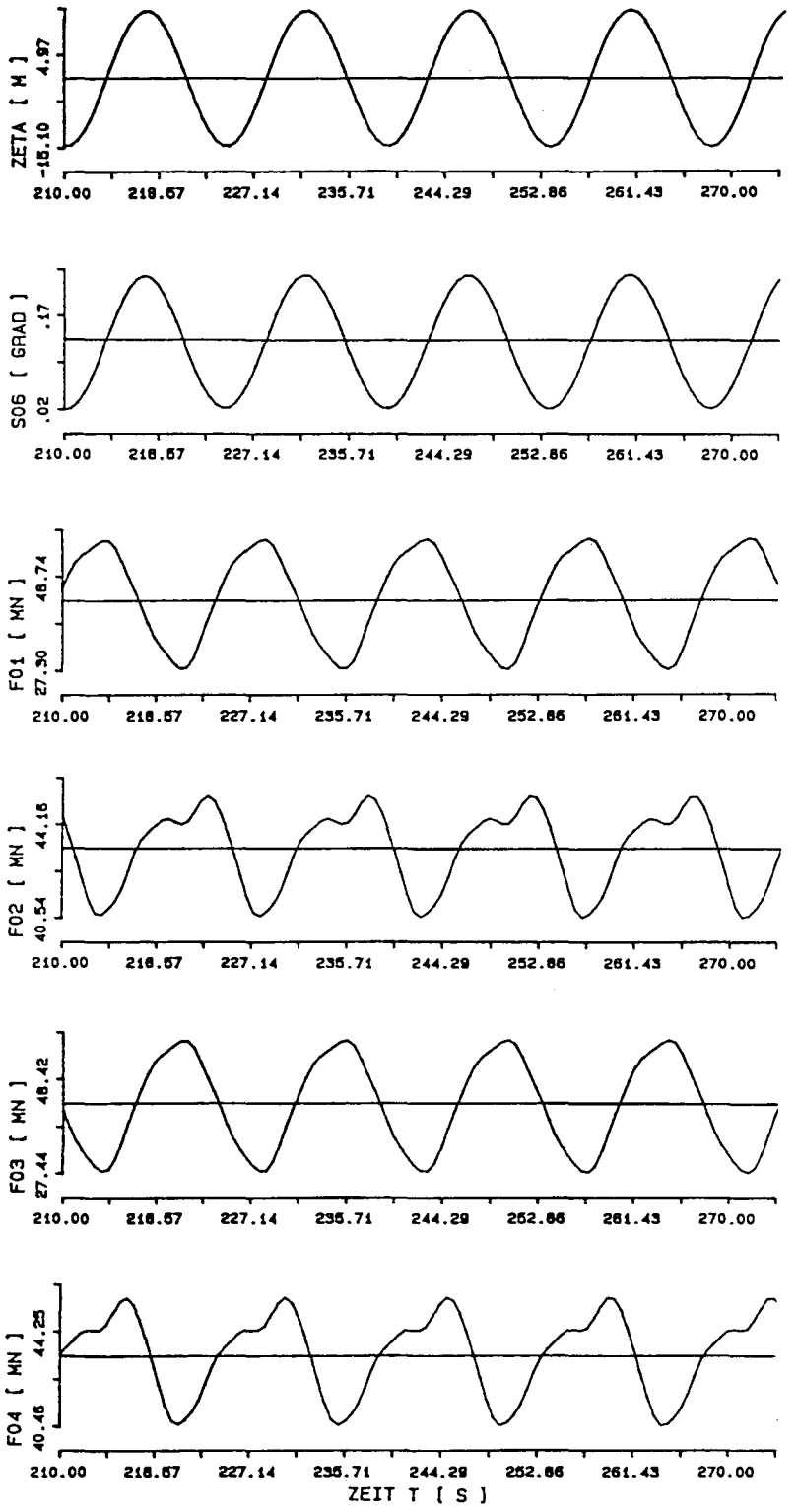


Abb. 3.3.18 Nichtlineare Antworten des TLP-Systems auf eine harmonische Erregung durch eine Entwurfswelle, $\alpha = 46.5°$

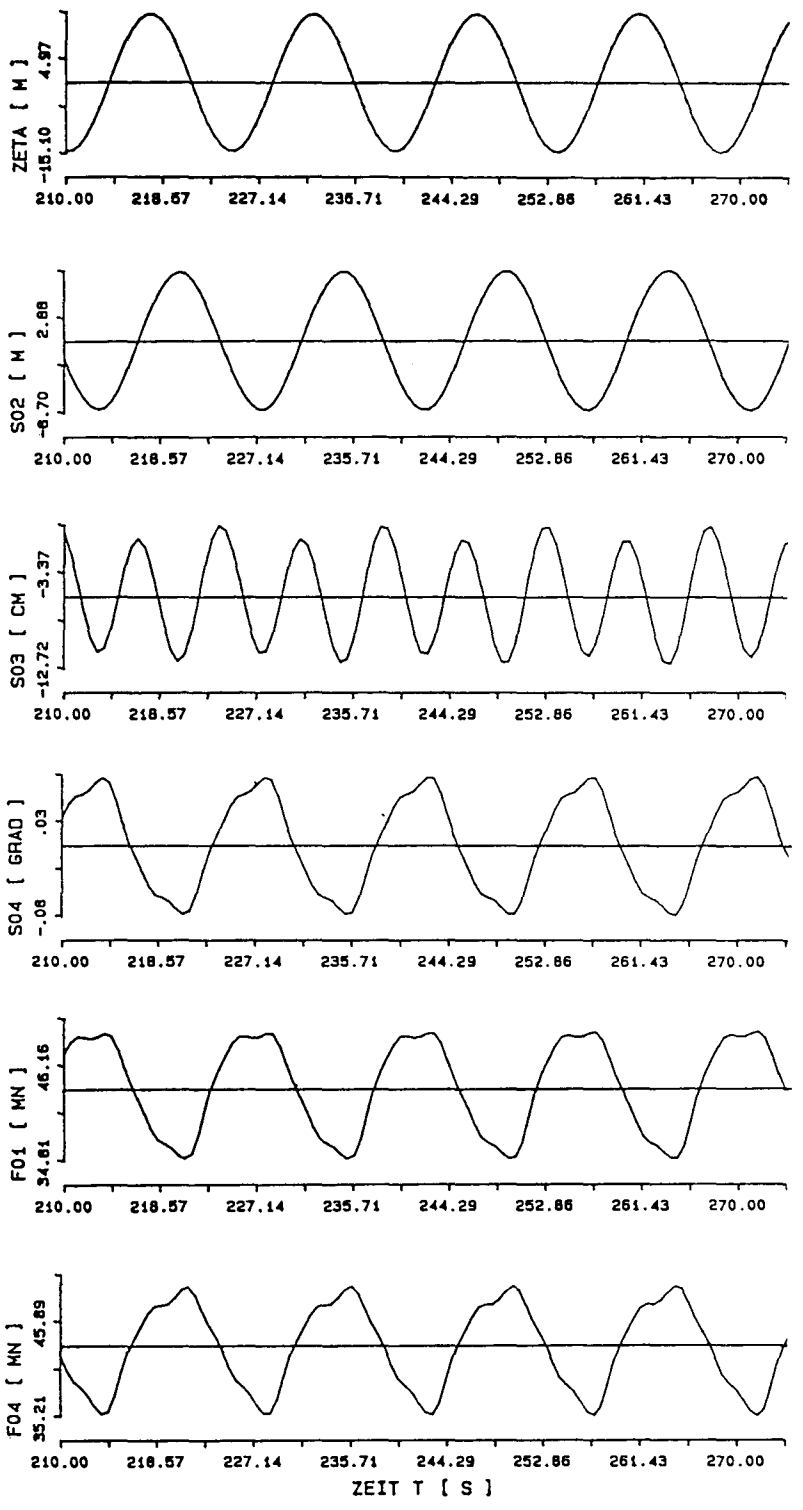


Abb. 3.3.19 Nichtlineare Antworten des TLP-Systems auf eine harmonische Erregung durch eine Entwurfswelle, $\alpha = 90°$

Aus der qualitativen Betrachtung der Zeitfunktionen ist ersichtlich, daß sich die nichtlinearen Einflüsse am stärksten sowohl auf die gefesselten Freiheitsgrade s_3, s_4, s_5, als auch auf die Tendonkräfte auswirken.

Die größten quantitativen Unterschiede zwischen den Extremwerten aus den linearen und nichtlinearen Berechnungen treten bei der Tauchbewegung auf. Im betrachteten Fall beträgt z.B. die Amplitude der Tauchbewegung beim linearisierten Rechenmodell in etwa 0.04 m, während der Schwankungsbereich der Tauchbewegung für das nichtlineare Modell zwischen $+0.013$ und -0.126 m liegt, wobei die Zahlenwerte für den Wellenanlaufwinkel $\alpha = 90°$ gelten. Als Bezug wird hier die mittlere Wasseroberfläche ($O'x_1x_2$-Ebene des globalen Systems) angenommen. Im nichtlinearen Fall ist der Mittelwert der vertikalen Auslenkung negativ und beträgt -0.057 m. Diese Zahlen geben Auskunft über die auf die nichtlineare Kopplung zwischen der Horizontal- und der Vertikalbewegung und auf die große Dehnsteifigkeit der Tendons zurückzuführende Tiefertauchung ("set-down") der TLP.

Sonst betrugen die Unterschiede zwischen den linear und nichtlinear ermittelten Auslenkungen und Tendonkräften weniger als 10 %, wobei letztere im nichtlinearen Fall etwas kleiner waren als beim linearisierten Modell. Die Ursache hierfür kann zum Teil in der Berücksichtigung der nichtlinearen Widerstandskräfte und der Tiefertauchung beim nichtlinearen Modell liegen, wobei eine eindeutige Erklärung dieses Sachverhalts wegen der Kompliziertheit des Rechenmodells schwierig ist.

Als Schlußfolgerung für die Entwurfspraxis wird an dieser Stelle geboten, insbesondere dann, wenn die linear ermittelten Tendonkraft-Amplituden größer als die Vorspannkräfte ausfallen, eine nichtlineare Untersuchung des Verhaltens des Systems in regelmäßigen Wellen durchzuführen, bevor über die Entwurfsänderungen entschieden wird.

Bei den Untersuchungen des TLP-Verhaltens in regelmäßigen Wellen wird die Aufmerksamkeit oft dem Auftreten von Bewegungsinstabilitäten gewidmet. Sie treten z.B. dann auf, wenn die Steifigkeit des Systems sich harmonisch ändert und die Dämpfung klein ist. Die Veränderlichkeit der Steifigkeit kann zu parametrisch erregten, sub- und superharmonischen Oszillationen der Plattform führen. Diese Phänomene werden ausführlich z.B. in den Literaturquellen [25, 36, 77-80] diskutiert.

Im Falle der Surge-Bewegung wird näherungsweise angenommen, daß die Variation der Vorspannkraft des Verspannungssystems in einer regelmäßigen Welle mit $\lambda >> a$ gleich dem harmonischen Verlauf der vertikalen Erregungskraft 1. Ordnung ist. Der Einfluß des "set-down"-Effekts kann der Wellenkraft zusätzlich überlagert werden.

Diese heuristische Annahme führt bei kleinen Auslenkungen und unter Vernachlässigung des Phasenwinkels der vertikalen Wellenkraft und der Kopplungsglieder zu folgender Bewegungsgleichung für Surge:

$$(m + a_{11})\,\ddot{s}_1(t) + b_{11}\dot{s}_1(t) + [c_0 + c_1\cos(\omega t)]\,s_1(t) = F_{E_1}^{(1)}(t) \qquad (3.3\text{-}1)$$

wobei

$$c_0 = \frac{F_V^0}{l_T} \qquad (3.3\text{-}2)$$

und

$$c_1 = \frac{F^{(1)}_{E0_3}(\omega)}{l_T} \tag{3.3-3}$$

sind.

ω ist die Kreisfrequenz der erregenden Welle, $F^{(1)}_{E_1}(t)$ stellt den harmonischen Verlauf der horizontalen Wellenkraft in x_1-Richtung dar. $F^{(1)}_{E0_3}(\omega)$ bezeichnet die reelle Amplitude der vertikalen Wellenkraft, die für die Kreisfrequenz ω anhand der im Abschnitt 2.2 dargestellten Übertragungsfunktionen ermittelt werden kann. Der "set-down"-Effekt wurde hier außer acht gelassen.

Durch eine Variablensubstitution läßt sich die Gl. (3.3-1) für eine freie Schwingung $\left(F^{(1)}_{E_1} = 0\right)$ auf die Mathieu'sche Differentialgleichung in normierter Form zurückführen:

$$\ddot{z}(t) + [a - 2q\cos(2t)]\, z(t) = 0 \tag{3.3-4}$$

wobei die Parameter a und q wie folgt definiert sind:

$$\begin{aligned} a &= \frac{4\left(\omega_0^2 - \zeta^2\right)}{\omega^2} \\ q &= -\frac{2c_1}{\omega^2\left(m + a_{11}\right)} \\ \omega_0^2 &= \frac{c_0}{m + a_{11}} \\ \zeta &= \frac{b_{11}}{2\left(m + a_{11}\right)} \end{aligned} \tag{3.3-5}$$

Für bestimmte Kombinationen der Parameter a und q besitzt die Mathieu-Differentialgleichung bekanntlich keine stabilen Lösungen [81].

Für einige verspannte Strukturen wurden numerische Untersuchungen durchgeführt, bei denen die instationären Rückstellkräfte aus der Verspannung sowohl mit Hilfe des Ansatzes (3.2-12) als auch wie in Gl. (3.3-1) gerechnet wurden. Es hat sich gezeigt, daß sogar bei solchen Kombinationen der Systemparameter, für die es keine stabilen Lösungen der Gl. (3.3-4) gibt, die nach dem ersten Verfahren erzielten Zeitfunktionen für dieselben Parameter stabil sind.

Die Beschreibung des Bewegungsverhaltens von TLP's mit Hilfe von Gleichungen wie die Gl. (3.3-1) bietet zwar die Möglichkeit einer mathematisch eleganten Untersuchung der Stabilität des Systems in Abhängigkeit von Entwurfsparametern, sie beruht jedoch auf einer sehr groben Näherung der instationären Rückstellkräfte, verglichen mit dem Ansatz (3.2-12), in dem sowohl die geometrische als auch die elastische Steifigkeit exakter berücksichtigt wird.

Bei allen untersuchten Tension-Leg-Plattformen wurden keine Bewegungsinstabilitäten festgestellt.

Im Falle von verspannten Strukturen soll jedoch immer davon ausgegangen werden, daß mit subharmonischen Oszillationen in der Natur sogar dann gerechnet werden muß, wenn sie durch numerische Simulationsrechnungen nicht festgestellt werden [80]. Dieser Sachverhalt wird oft durch Modellversuche bestätigt.

3.4 Verhalten der TLP im natürlichen Seegang

Den im folgenden dargestellten, kurzzeitstatistischen Untersuchungen des TLP-Verhaltens im natürlichen Seegang liegt die Annahme zugrunde, daß der Seegang und die Antwortgrößen des Systems in guter Näherung als stationäre und ergodische stochastische Prozesse mit normalverteilten Werten angesehen werden können.

Als Standardspektrum des Seegangs wurde das modifizierte Pierson-Moskowitz-Spektrum, oft I.S.S.C.-Spektrum genannt, gewählt, das folgendermaßen definiert ist [36] :

$$S_\zeta(\omega) = 124 H_{1/3}^2 T_0^{-4} \omega^{-5} \exp\left(-496 T_0^{-4} \omega^{-4}\right) \tag{3.4-1}$$

Hierbei bezeichnet $H_{1/3}$ die signifikante Wellenhöhe und T_0 die mittlere Aufwärtsnullstellenperiode des Seegangs.

Für das linearisierte Rechenmodell lassen sich die interessierenden Antwortspektren des Systems $S_r(\omega)$ mit Hilfe der reellen Übertragungsfunktionen $Y_r(\omega)$ aus dem zugrunde gelegten Seegangsspektrum rechnerisch wie folgt ermitteln [68]:

$$S_r(\omega) = Y_r^2(\omega) S_\zeta(\omega) \tag{3.4-2}$$

Die Gln. (3.4-1) und (3.4-2) gelten für den langkämmigen Seegang. r bezeichnet dabei die reelle Amplitude einer der Antwortgrößen, hier jene der Auslenkungen bzw. der Tendonkräfte.

Auf dem Wege der numerischen Integration der Antwortspektren kann die Varianz, und daraus die signifikante Amplitude des interessierenden Prozesses berechnet werden.

Für die auf die signifikante Wellenamplitude des Seegangs bezogene, signifikante Amplitude der Antwort $r_{1/3}$ gilt unter den eingangs getroffenen Annahmen folgende Definition:

$$\frac{r_{1/3}}{H_{1/3}/2} = 2\sqrt{\tilde{m}_{0r}} \tag{3.4-3}$$

wobei $\tilde{m}_{0r}$ die auf das Quadrat der signifikanten Wellenamplitude des Seegangs bezogene Varianz des Antwortprozesses darstellt. Sie kann für das Seegangsspektrum (3.4-1) wie folgt berechnet werden:

$$\begin{aligned} \tilde{m}_{0r} &= \frac{4}{H_{1/3}^2} m_{0r} = \frac{4}{H_{1/3}^2} \int_0^\infty Y_r^2(\omega) S_\zeta(\omega) d\omega = \\ &= 496 \int_0^\infty Y_r^2(\omega) T_0^{-4} \omega^{-5} \exp\left(-496 T_0^{-4} \omega^{-4}\right) d\omega \end{aligned} \tag{3.4-4}$$

m_{0r} ist die Varianz des Antwortprozesses $r(t)$.

In Abb. 3.4.1 bis 3.4.14 werden einige Abhängigkeiten der bezogenen signifikanten Amplituden der Antwortprozesse, $r_{1/3}$, von der mittleren Aufwärtsnullstellenperiode des Seegangs, T_0 , für den Nordsee-Entwurf [19] dargestellt, die unter Zugrundelegung der

in Abschnitt 3.3 diskutierten Übertragungsfunktionen der Bewegungen und der Tendonkräfte berechnet worden sind [53]. Man stellt fest, daß die hydrodynamische Analyse des Schwimmkörpers nach dem einfacheren, halbanalytischen Verfahren zu kleine-Zeiträume häufig auftretenden Seegänge führt, als es beim Singularitätenverfahren der Fall ist.

In der Vorentwurfsphase, in der die Abschätzung der Lebensdauer des Verspannungssystems vorwiegend nach dem weniger rechenzeitintensiven spektralen Verfahren erfolgt, kann die Zugrundelegung der Ergebnisse des Makroelemente-Verfahrens eine starke Überbewertung der Lebensdauer von Tendons zur Folge haben. Auf diese Problematik des TLP-Entwurfs wird in Abschnitt 6 noch näher eingegangen.

Unter der Annahme, daß der natürliche Seegang für kleinere Zeiträume einen stationären stochastischen Prozeß darstellt, kann er als das Ergebnis der Überlagerung von unendlich vielen harmonischen Wellen kleiner Steilheit, verschiedener Richtung und zufällig verteilter Phase beschrieben werden. Das Prinzip der rechnerischen Simulation der Meeresoberfläche anhand eines zweidimensionalen Richtungsspektrums des Seegangs stellt Abb. 3.4.15 dar. Die Amplituden der Einzelkomponenten werden auf dem Wege der Diskretisierung des Seegangsspektrums ermittelt. Die Auslenkung der Meeresoberfläche an einem Punkt (x, y) zur Zeit t kann in Form folgender Summe ausgedrückt werden [68]:

$$\zeta(x,y,t) = \sum_{j=1}^{J}\sum_{l=1}^{L}\sqrt{2S_\zeta(\omega_j,\alpha_l)\Delta\omega_j\Delta\alpha_l}\cos\left[\omega_j t - k_j(x\cos\alpha_l + y\sin\alpha_l) - \varepsilon_{jl}\right] \qquad (3.4\text{-}5)$$

Bei der nichtlinearen rechnerischen Simulation des TLP-Verhaltens im natürlichen Seegang werden die erregenden Wellenkräfte zu jedem Zeitpunkt t durch Überlagerung der Kräfte und Momente 1. Ordnung und der sich langsam ändernden Wellendriftkräfte berechnet.

Die Anteile 1. Ordnung werden hierbei durch Superponieren der harmonischen Komponenten bestimmt, die entsprechend für jede harmonische Komponente des simulierten Seegangs anhand der Übertragungsfunktionen der Wellenkräfte aus der linearen hydrodynamischen Analyse (Gl. 2.2-1) und der zugehörigen Phasenverläufe ermittelt werden können. Die Wellenkraft im Ursprung des globalen Bezugssystems zur Zeit t ergibt sich folgendermaßen:

$$F_{E_k}^{(1)}(t) = \sum_{j=1}^{J}\sum_{l=1}^{L}\sqrt{2\left[f_{E0_k}^{(1)}(\omega_j,\alpha_l)\right]^2 S_\zeta(\omega_j,\alpha_l)\Delta\omega_j\Delta\alpha_l}\cos\left[\omega_j t - \varepsilon_{jl} - \varepsilon_{E_k}^{(1)}(\omega_j,\alpha_l)\right] \qquad (3.4\text{-}6)$$

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

ε_{jl} bezeichnet die Zufallsphase der Wellenkomponmente , $\varepsilon_{E_k}^{(1)}$ den Phasenwinkel der Kraft- bzw. Momentkomponente 1. Ordnung für die Kreisfrequenz ω_j und den Wellenlaufwinkel α_l .

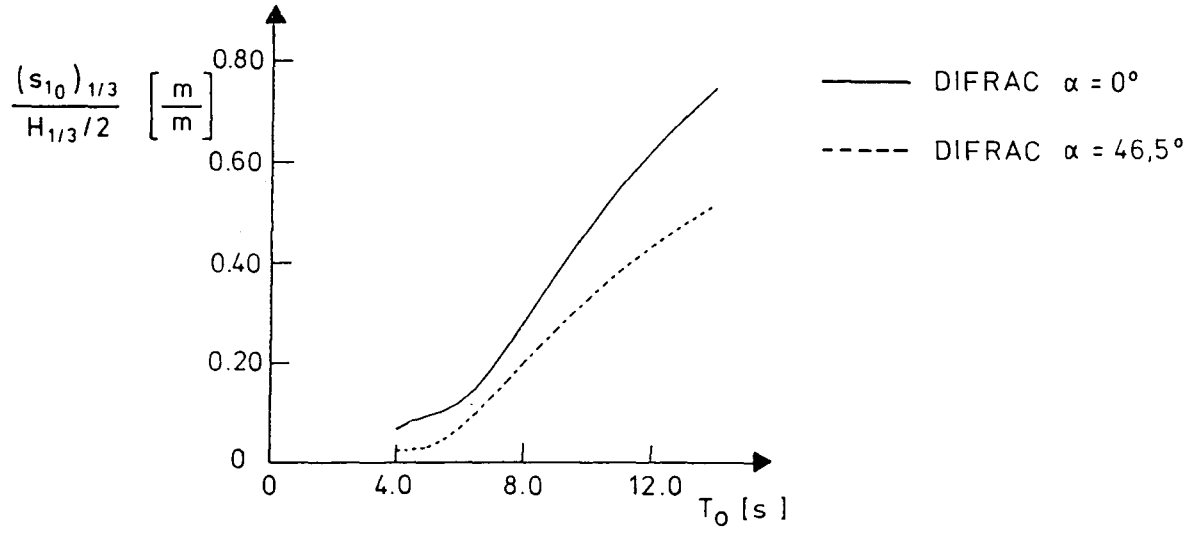


Abb. 3.4.1 Abhängigkeit der signifikanten Surge-Amplituden von den kennzeichnenden Parametern des Seegangs, DIFRAC

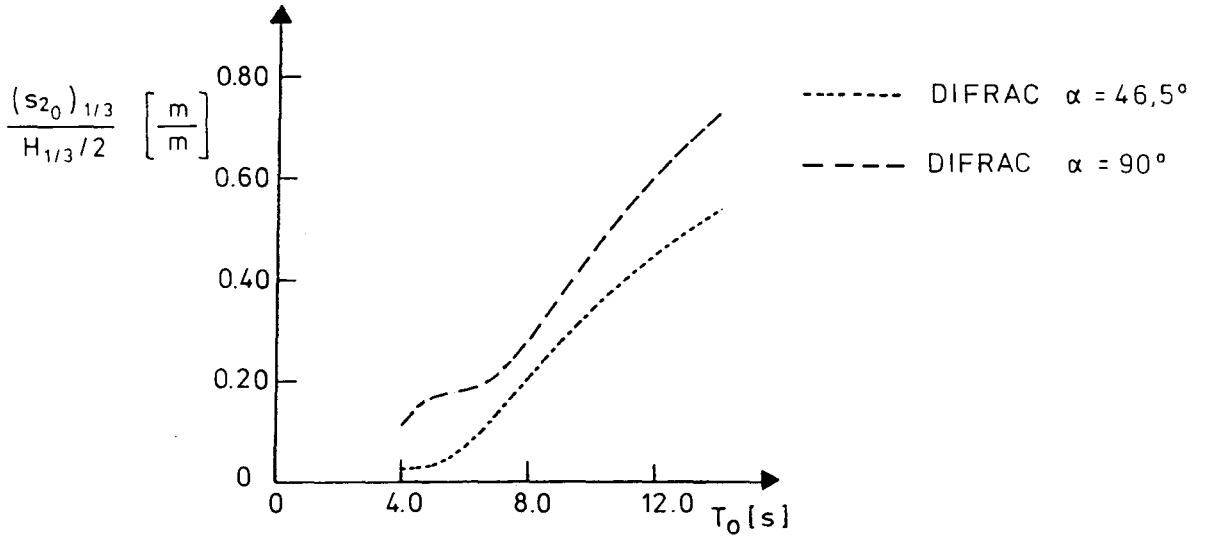


Abb. 3.4.2 Abhängigkeit der signifikanten Sway-Amplituden von den kennzeichnenden Parametern des Seegangs, DIFRAC

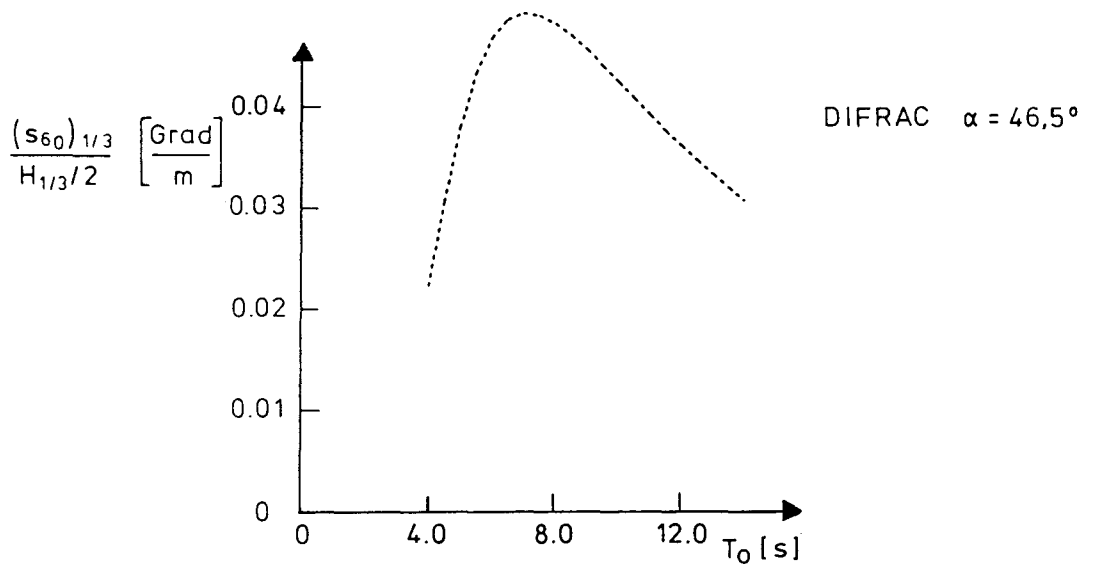


Abb. 3.4.3 Abhängigkeit der signifikanten Yaw-Amplituden von den kennzeichnenden Parametern des Seegangs, DIFRAC

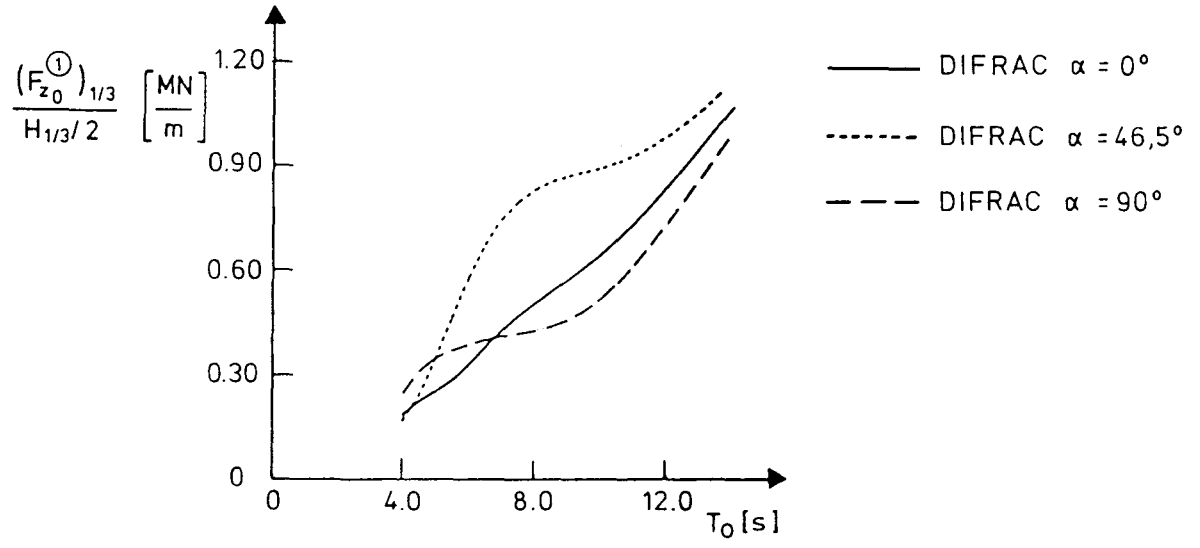


Abb. 3.4.4 Abhängigkeit der signifikanten Tendonkraft-Amplituden an Ecksäule 1 von den kennzeichnenden Parametern des Seegangs, DIFRAC

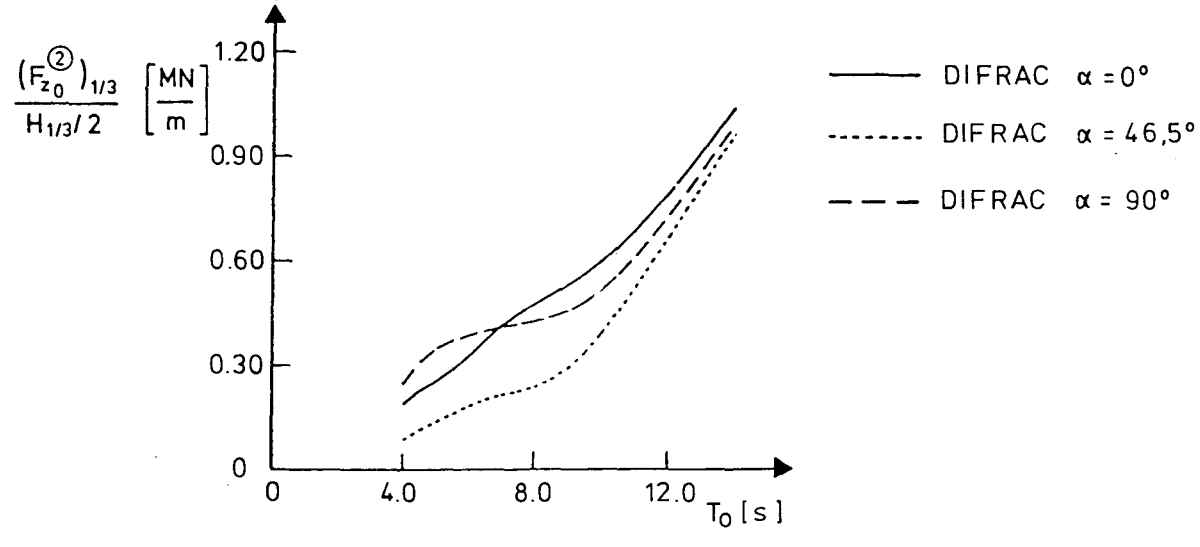


Abb. 3.4.5 Abhängigkeit der signifikanten Tendonkraft-Amplituden an Ecksäule 2 von den kennzeichnenden Parametern des Seegangs, DIFRAC

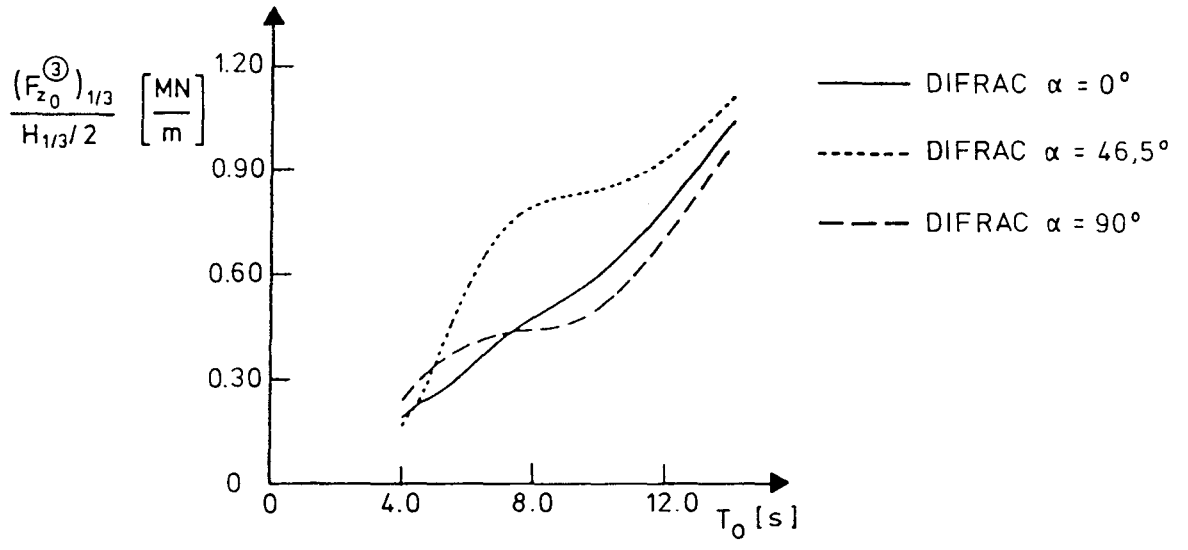


Abb. 3.4.6 Abhängigkeit der signifikanten Tendonkraft-Amplituden an Ecksäule 3 von den kennzeichnenden Parametern des Seegangs, DIFRAC

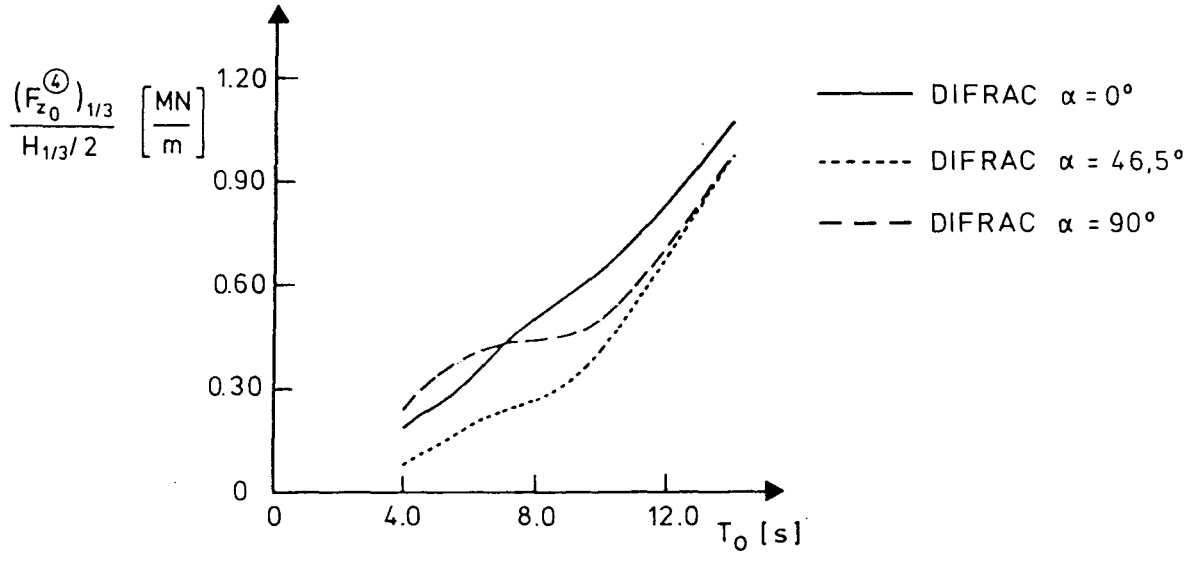


Abb. 3.4.7 Abhängigkeit der signifikanten Tendonkraft-Amplituden an Ecksäule 4 von den kennzeichnenden Parametern des Seegangs, DIFRAC

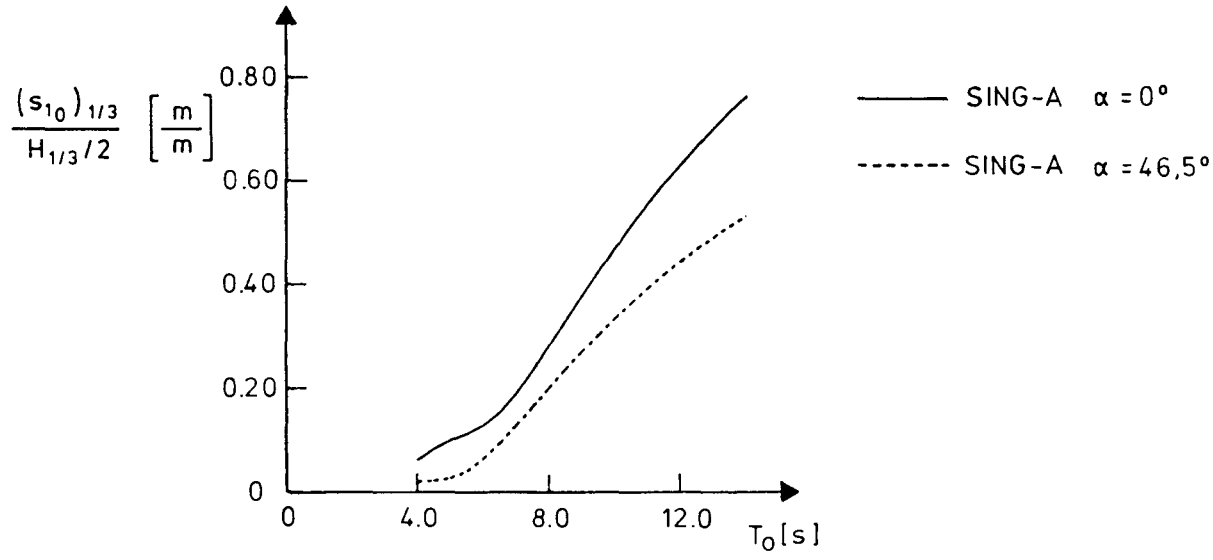


Abb. 3.4.8 Abhängigkeit der signifikanten Surge-Amplituden von den kennzeichnenden Parametern des Seegangs, SING-A

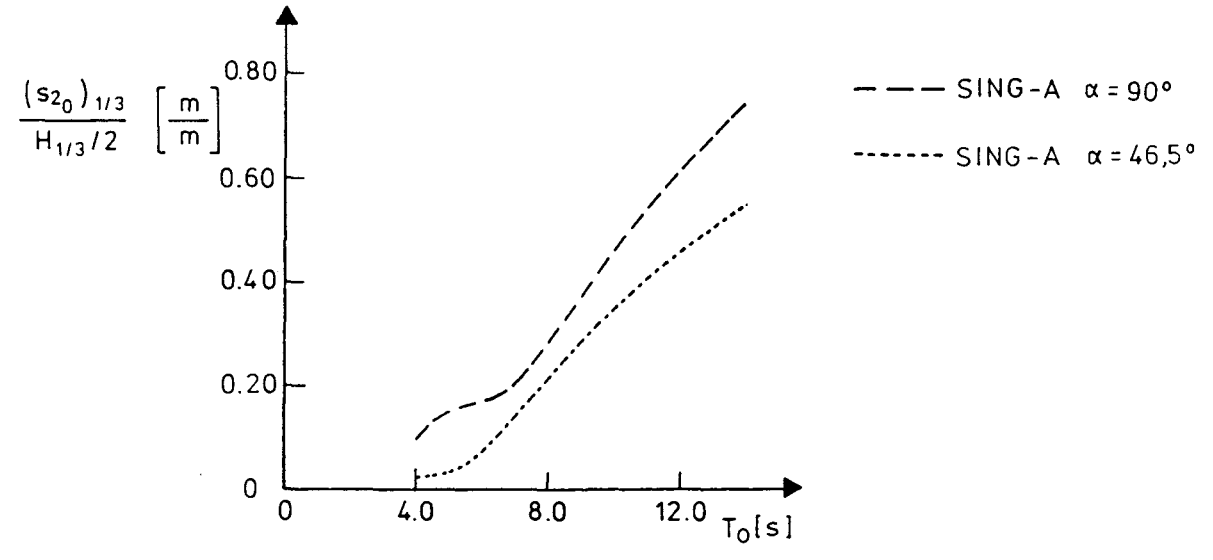


Abb. 3.4.9 Abhängigkeit der signifikanten Sway-Amplituden von den kennzeichnenden Parametern des Seegangs, SING-A

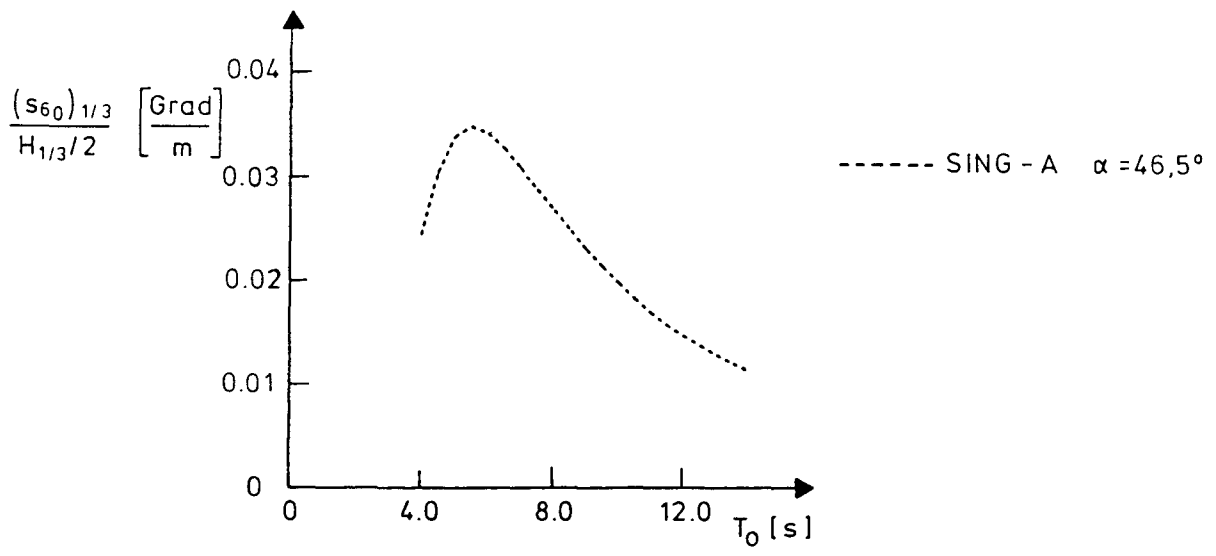


Abb. 3.4.10 Abhängigkeit der signifikanten Yaw-Amplituden von den kennzeichnenden Parametern des Seegangs, SING-A

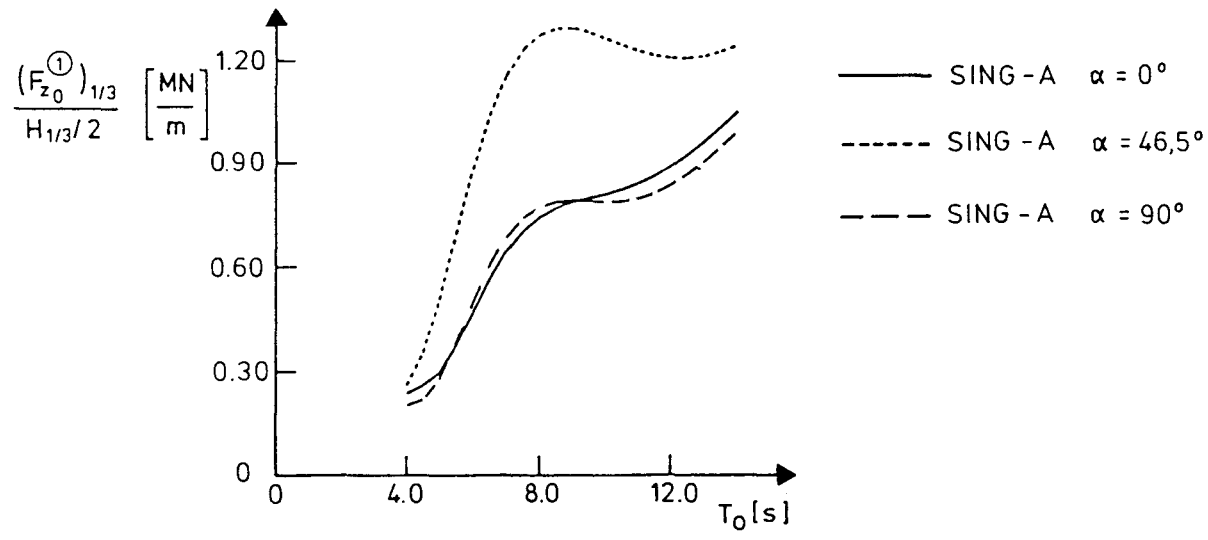


Abb. 3.4.11 Abhängigkeit der signifikanten Tendonkraft-Amplituden an Ecksäule 1 von den kennzeichnenden Parametern des Seegangs, SING-A

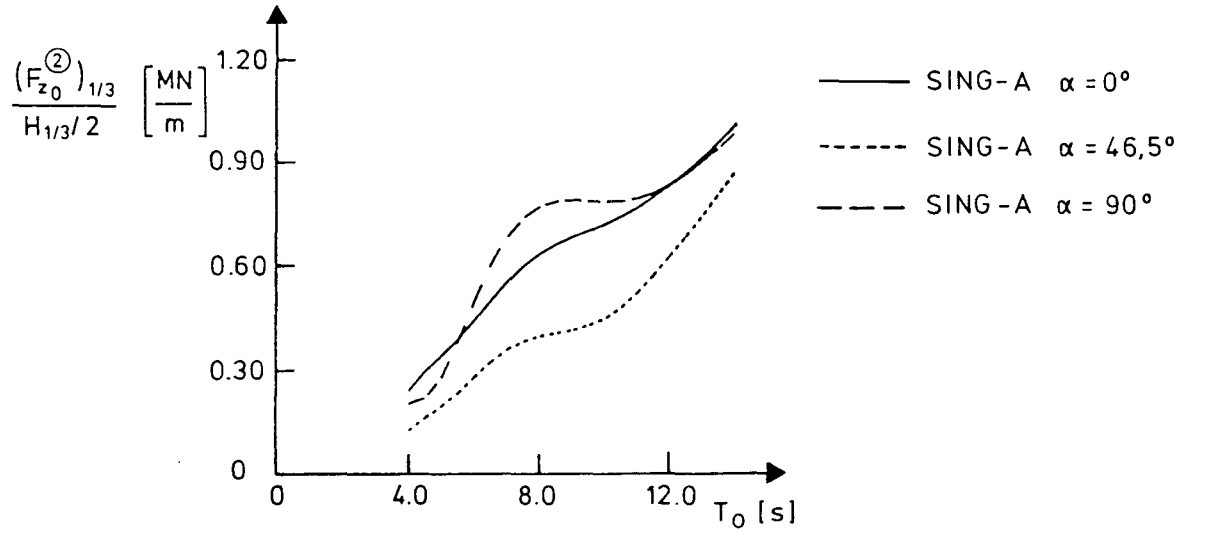


Abb. 3.4.12 Abhängigkeit der signifikanten Tendonkraft-Amplituden an Ecksäule 2 von den kennzeichnenden Parametern des Seegangs, SING-A

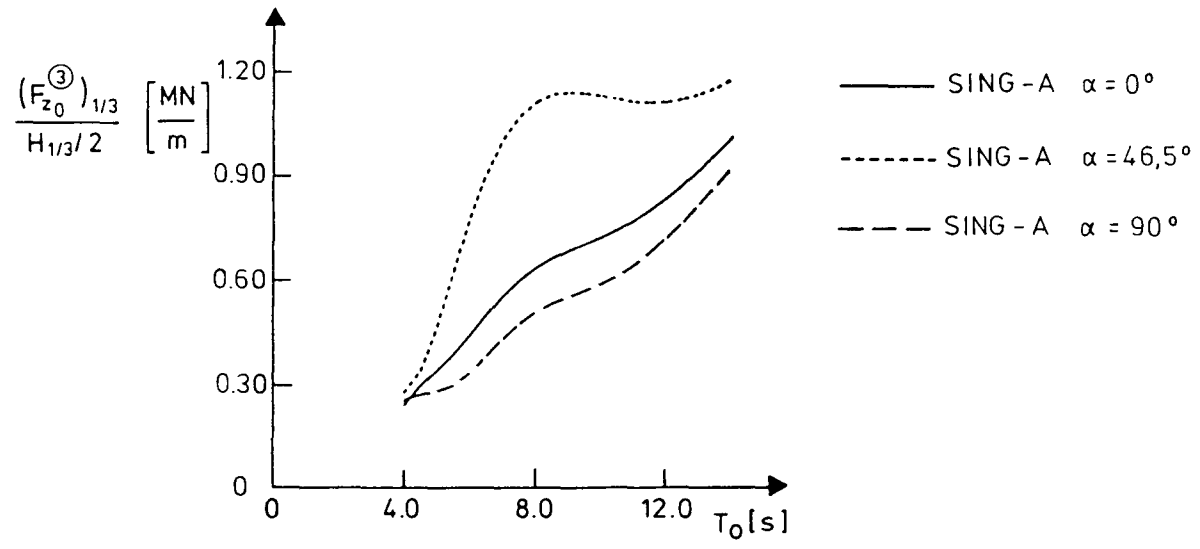


Abb. 3.4.13 Abhängigkeit der signifikanten Tendonkraft-Amplituden an Ecksäule 3 von den kennzeichnenden Parametern des Seegangs, SING-A

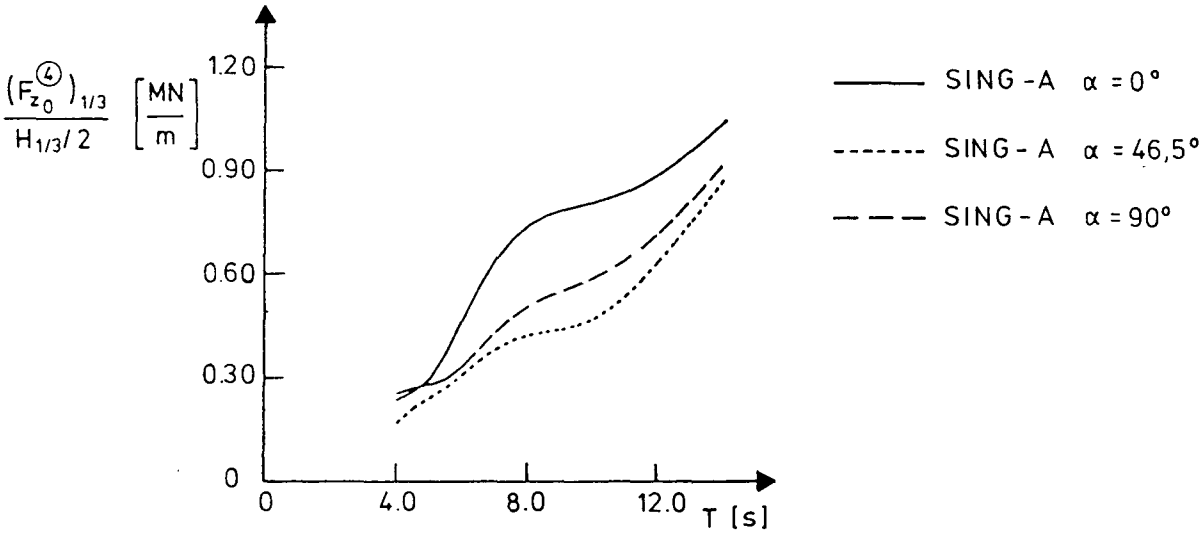


Abb. 3.4.14 Abhängigkeit der signifikanten Tendonkraft-Amplituden an Ecksäule 4 von den kennzeichnenden Parametern des Seegangs, SING-A

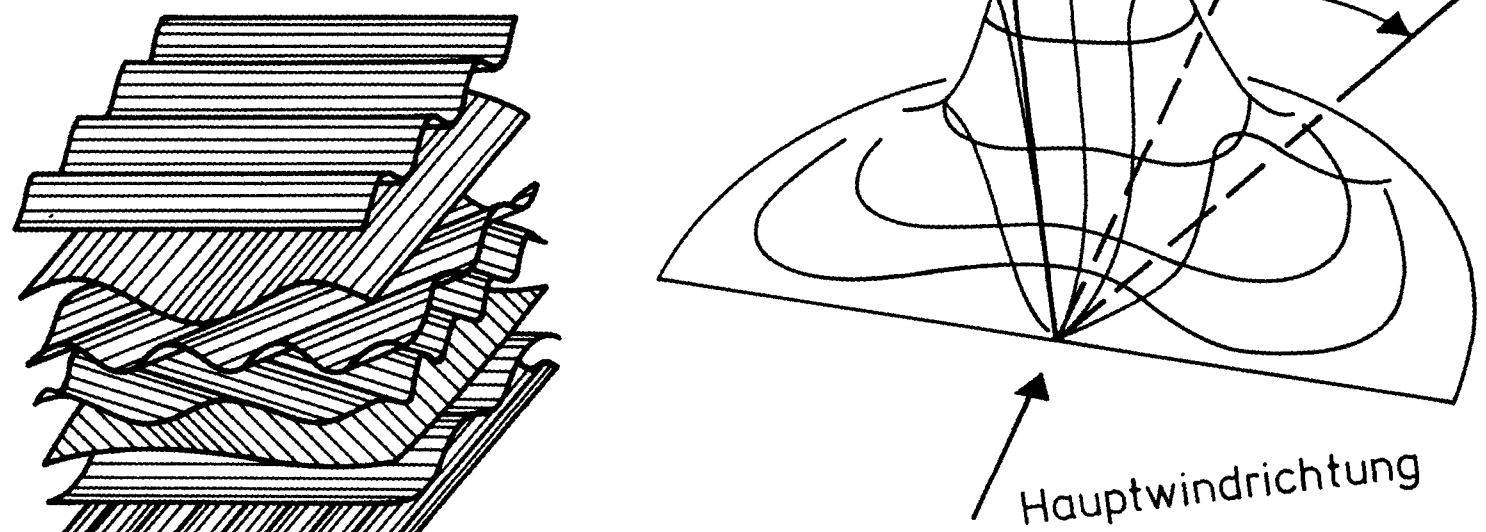


Abb. 3.4.15 Das Prinzip der rechnerischen Simulation der Meeresoberfläche

Die Driftkräfte im natürlichen Seegang werden auf der Basis der ursprünglich von Pinkster hergeleiteten Beziehungen für den Mittelwert und für das Spektrum des langsam oszillierenden Anteils ermittelt. Auf die Darstellung der Einzelheiten wird hier verzichtet. Für den Mittelwert der Driftkraft in x_1-Richtung in einem langkämmigen Seegang, der durch das Spektrum $S_\zeta(\omega)$ beschrieben ist, gilt z.B. [36]:

$$\bar{F}_1^{(2)} = \rho g a \int_0^\infty S_\zeta(\omega) \left[f_{E0_1}^{(2)}(\omega) \right]^2 d\omega \tag{3.4-7}$$

wobei $f_{E0_1}^{(2)}$ die normierte quadratische Übertragungsfunktion nach Gl. (2.4-1) bezeichnet. Das Spektrum des niederfrequenten Anteils kann näherungsweise wie folgt definiert werden:

$$S_{D_1}(\mu) = 2\rho^2 g^2 a^2 \int_0^\infty S_\zeta(\omega) S_\zeta(\omega + \mu) \left[f_{E0_1}^{(2)} \left(\omega + \frac{\mu}{2} \right) \right]^4 d\omega \tag{3.4-8}$$

Analog sehen die Beziehungen für die anderen Driftkraft- und Driftmomentkomponenten aus.

Unter Zugrundelegung der Gln. (3.4-7) und (3.4-8) wurden in den TLP-Simulationsrechnungen die Driftkräfte bzw. -momente zur Zeit t nach folgender Gleichung berechnet:

$$F_{E_k}^{(2)}(t) = \sum_{j=1}^{J} \sqrt{2 S_{D_k}(\omega_j) \Delta\omega_j} \cos \left[\omega_j t - \varepsilon_{E_k}^{(2)}(\omega_j) \right] + \bar{F}_k^{(2)} \tag{3.4-9}$$

$$k = 1, 2, 6$$

Die Diskretisierung der Spektren $S_{D_k}(\omega)$ entspricht der Diskretisierung des Seegangsspektrums $S_\zeta(\omega)$. Die harmonischen Komponenten der niederfrequenten Driftkräfte werden mit Zufallsphasen $\varepsilon_{E_k}^{(2)}(\omega_j)$ versehen.

Die gesamten Wellenkräfte bzw. -momente $F_{W_k}(t)$ in der nichtlinearen Bewegungsgleichung (3.2-1) stellen dann die Summe der Anteile 1. und 2. Ordnung dar:

$$F_{W_k}(t) = F_{E_k}^{(1)}(t) + F_{E_k}^{(2)}(t) \tag{3.4-10}$$

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

In den Abb. 3.4.16 bis 3.4.23 sind einige Ausschnitte der Zeitfunktionen, die für den Nordsee-Entwurf [19] erzielt worden sind, nach [82] dargestellt. Die Antwortgrößen wurden für einen simulierten Entwurfsseegang mit der signifikanten Wellenhöhe $H_{1/3} = 16\ m$ und der mittleren Aufwärtsnullstellenperiode $T_0 = 12\ s$ ermittelt. Die Gesamtsimulationszeit betrug in diesem Fall 20 min.

Die Zeitfunktionen für die Yaw-Bewegung bei $\alpha = 46.5°$ (Abb. 3.4.19) bzw. für die Sway-Bewegung bei $\alpha = 90°$ (Abb. 3.4.22) lassen sehr deutlich die niederfrequenten Anteile infolge der langsam veränderlichen Driftkräfte bzw. -momente erkennen. Die andauernde Tiefertauchung der TLP ist z.B. in der Zeitfunktion der Heave-Bewegung bei $\alpha = 90°$ (Abb. 3.4.22) sichtbar.

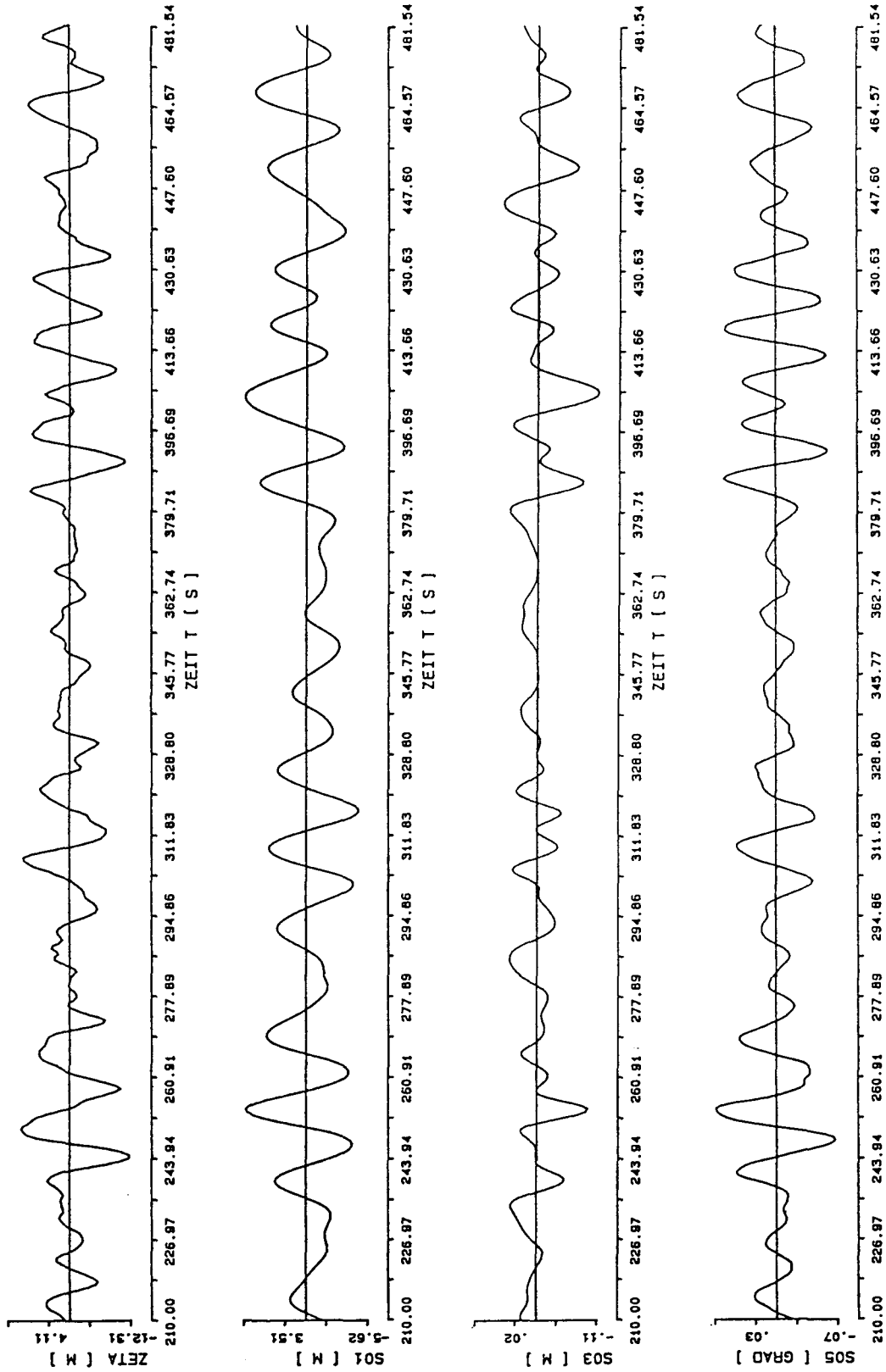


Abb. 3.4.16 Nichtlineare Antworten des TLP-Systems im natürlichen Entwurfsseegang, $\alpha = 0°$

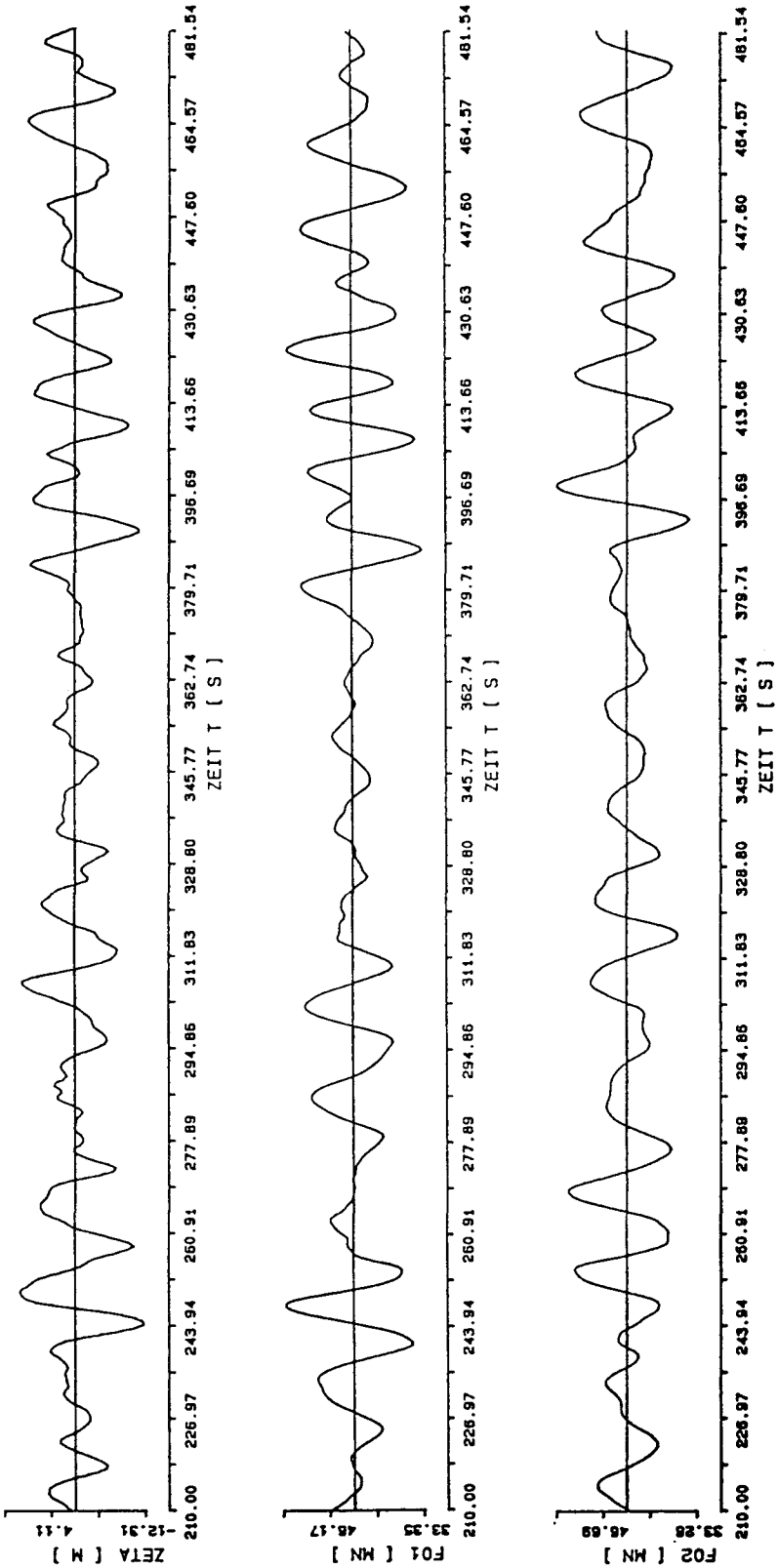


Abb. 3.4.17 Nichtlineare Antworten des TLP-Systems im natürlichen Entwurfsseegang, $\alpha = 0°$

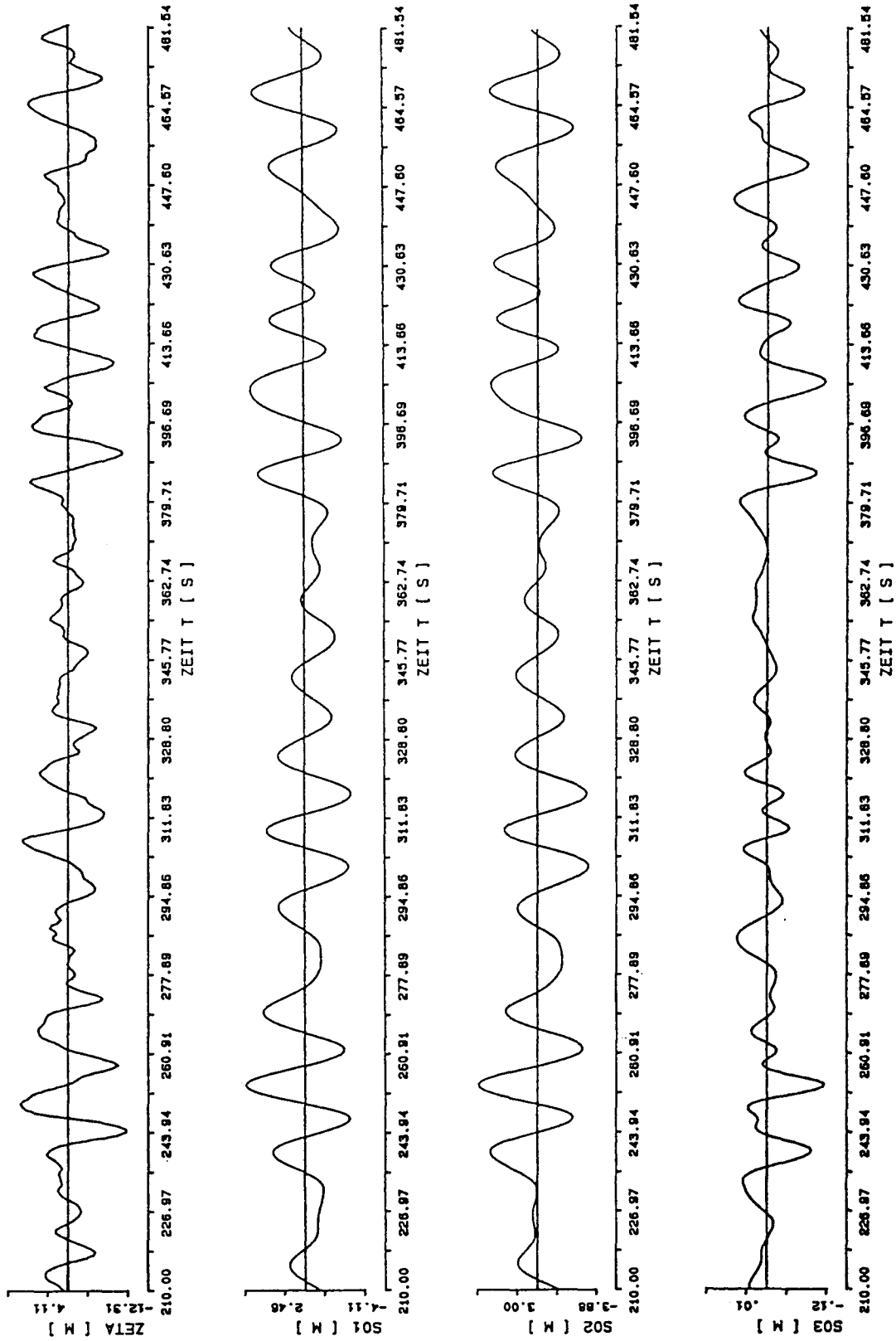


Abb. 3.4.18 Nichtlineare Antworten des TLP-Systems im natürlichen Entwurfsseegang, $\alpha = 46.5°$

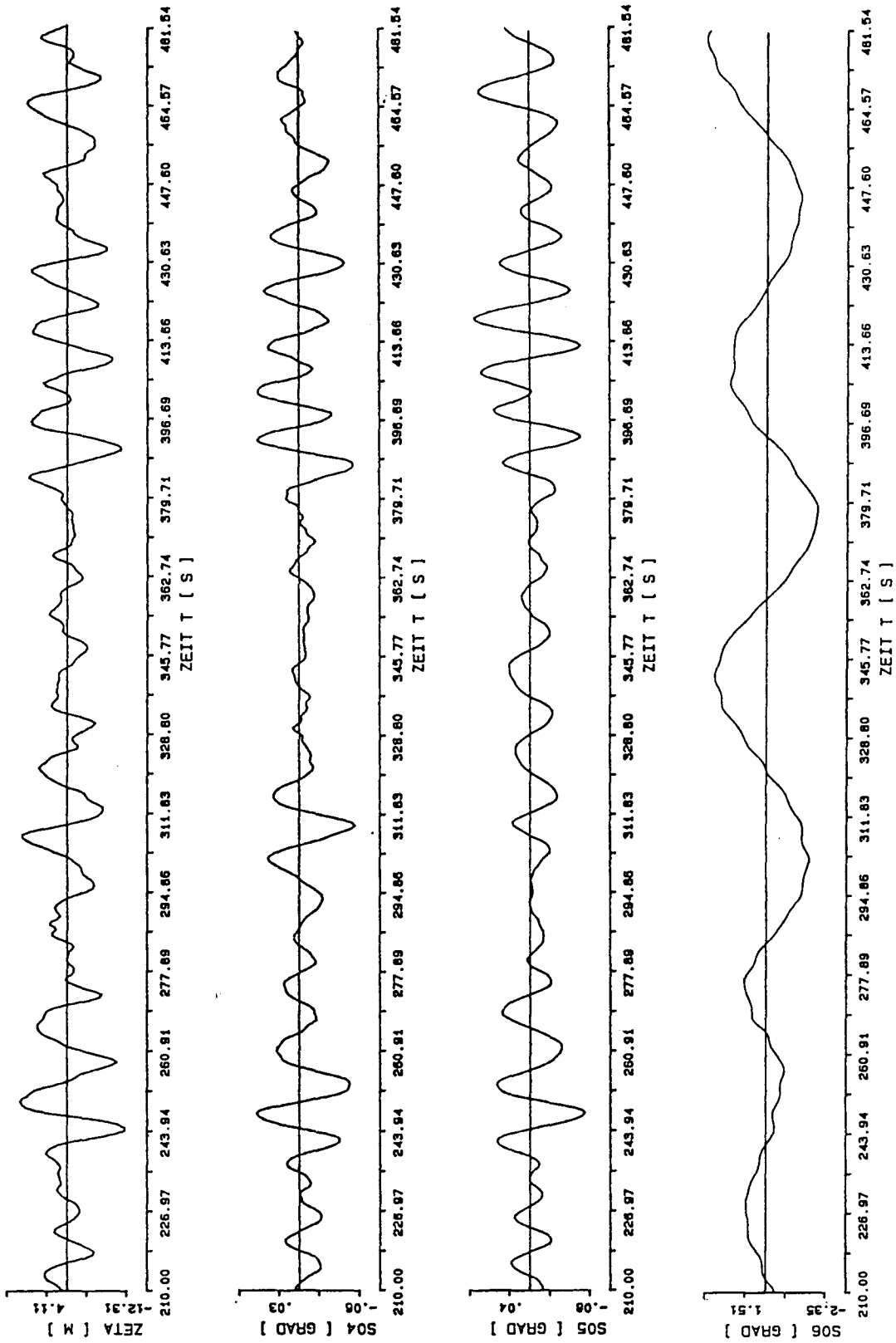


Abb. 3.4.19 Nichtlineare Antworten des TLP-Systems im natürlichen Entwurfsseegang, $\alpha = 46.5°$

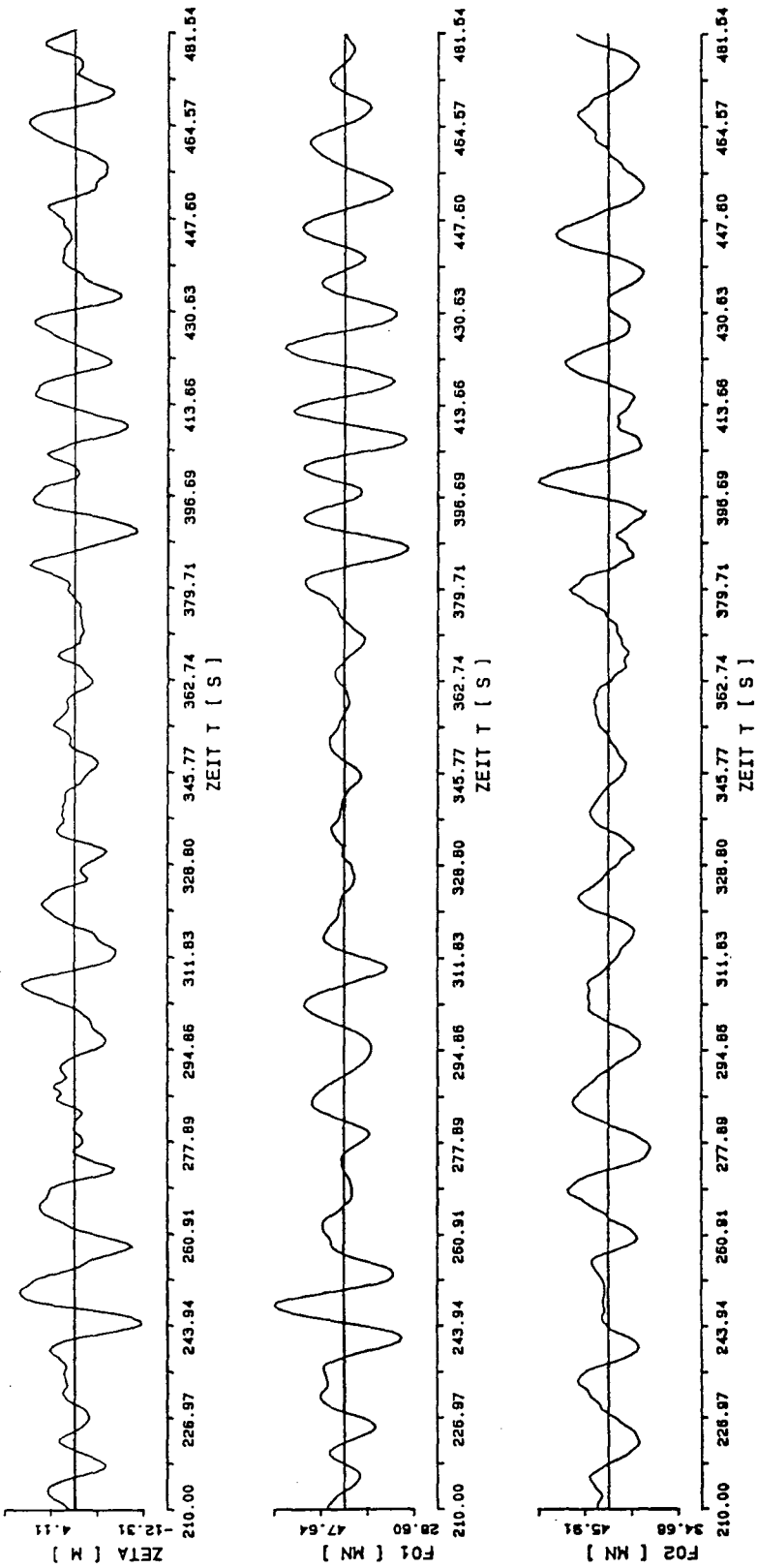


Abb. 3.4.20 Nichtlineare Antworten des TLP-Systems im natürlichen Entwurfsseegang, $\alpha = 46.5°$

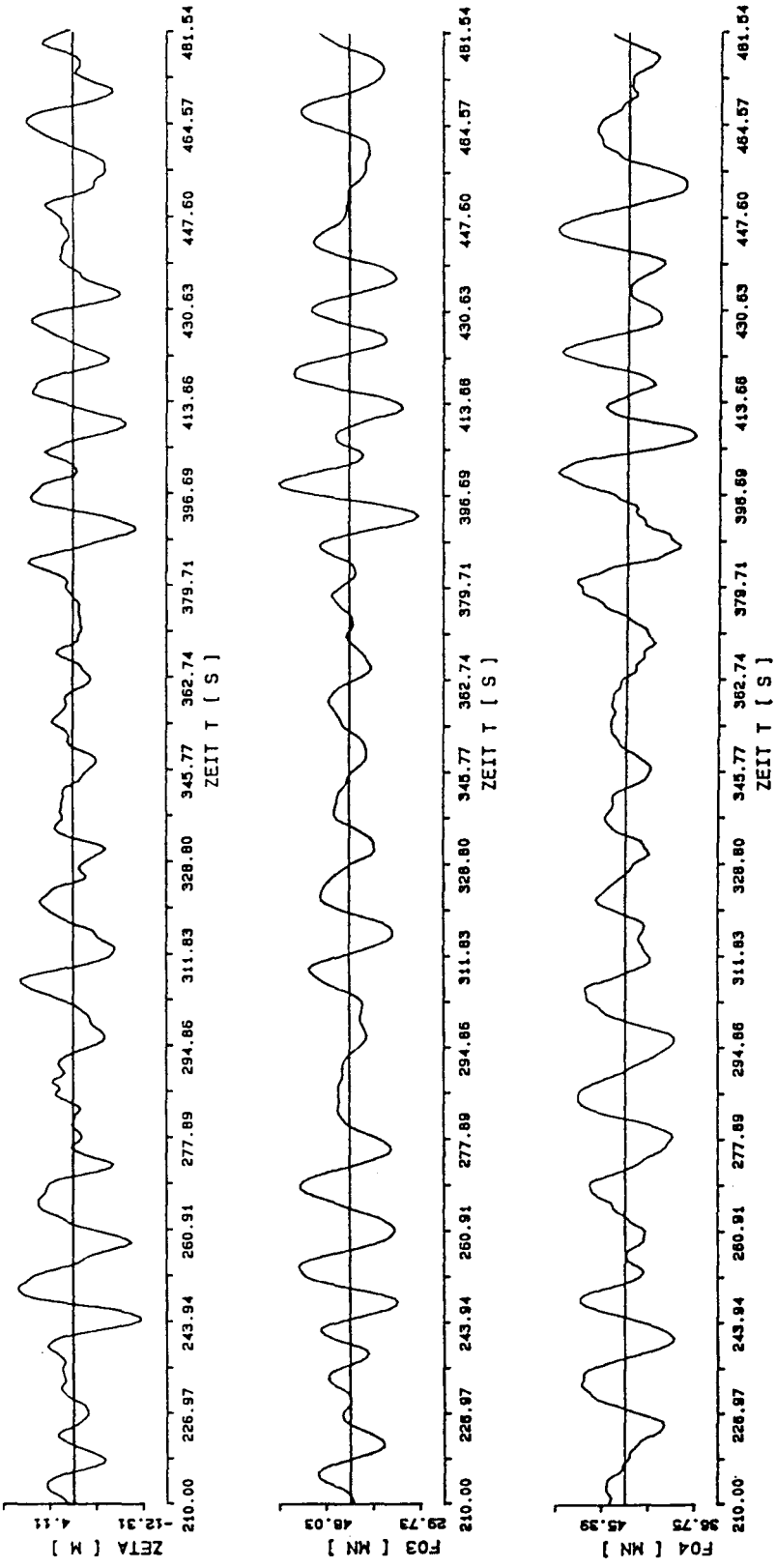


Abb. 3.4.21 Nichtlineare Antworten des TLP-Systems im natürlichen Entwurfsseegang, $\alpha = 46.5°$

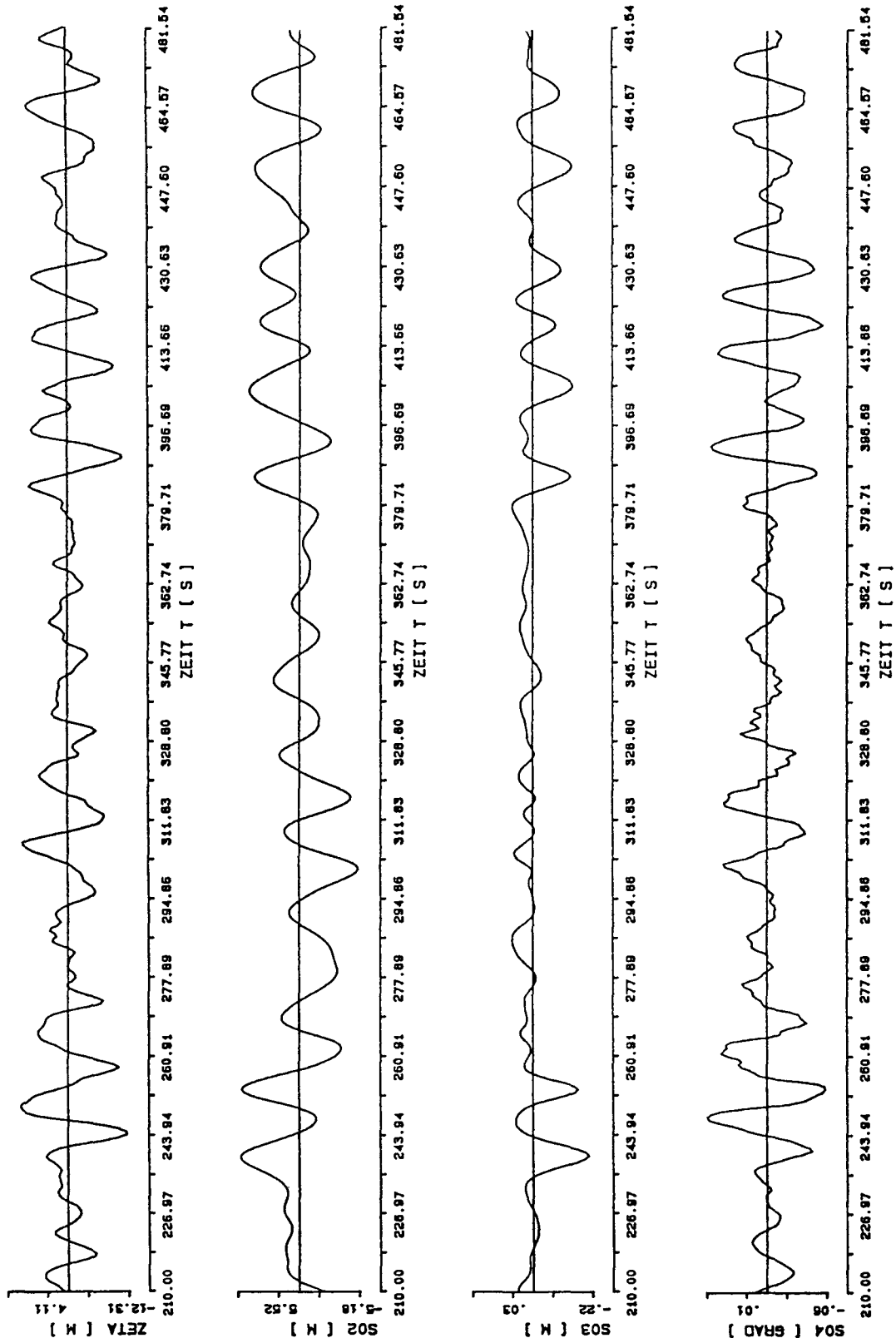


Abb. 3.4.22 Nichtlineare Antworten des TLP-Systems im natürlichen Entwurfsseegang, $\alpha = 90°$

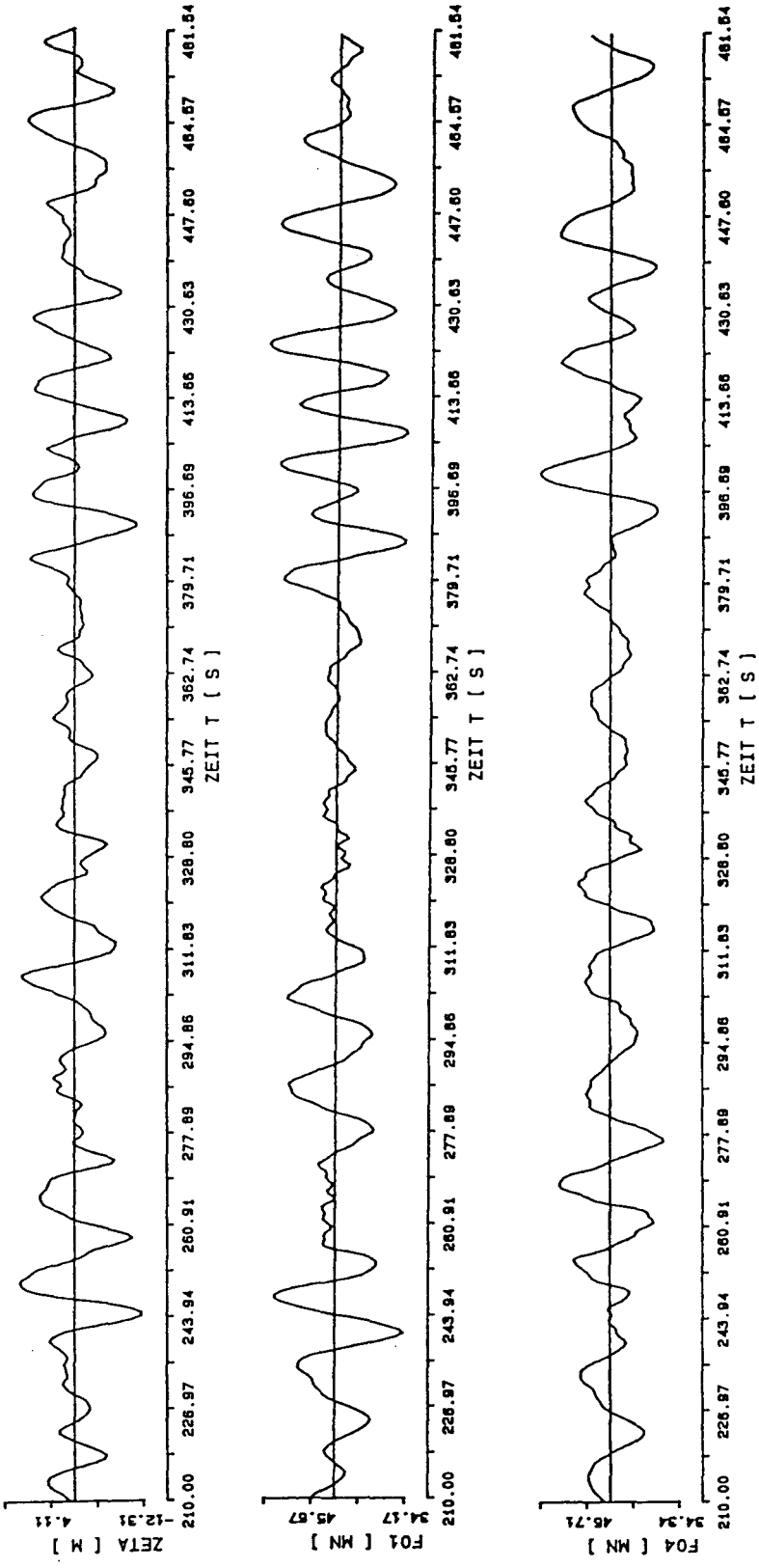


Abb. 3.4.23 Nichtlineare Antworten des TLP-Systems im natürlichen Entwurfsseegang, $\alpha = 90°$

Die Zeitreihen wurden der statistischen Auswertung unterzogen, die sowohl nach den Methoden der abzählenden Statistik als auch mittels spektraler Analysen (Fourier-Transformationen der Autokorrelationsfunktion des Seegangs und der Kreuzkorrelationsfunktionen der Auslenkung der Wasseroberfläche und der interessierenden Antwortfunktion) erfolgten [83] .

In Tabelle 3.4.1 werden signifikante Amplituden der Antwortgrößen der TLP [19] einander gegenübergestellt, die für den o.g. langkämmigen Seegang einerseits mittels linearisierten Verfahrens und andererseits auf dem Wege der nichtlinearen Simulation im Zeitbereich erzielt worden sind. Die Ergebnisse gelten für den kritischen Lastfall bei diagonal laufenden Wellen und für die hydrodynamische Analyse nach dem Singularitätenverfahren.

Der Vergleich macht deutlich, daß die signifikanten Amplituden bei den nichtlinearen Berechnungen geringfügig größer ausfallen , als es bei der Auswertung der Antwortspektren aus der linearen Analyse der Fall ist.

Einen für die Wahl der Bemessungsgrundlage des Verspannungssystems interessanten Vergleich erhält man durch die Gegenüberstellung der Extremwerte der Tendonkräfte in der Entwurfswelle und im Entwurfsseegang. Einen solchen Vergleich für den Nordsee-Entwurf [19] enthält die Tabelle 3.4.2, wobei die Ergebnisse den in diesem und den in Abschnitt 3.3 besprochenen Untersuchungen entnommen worden sind. Es ist ersichtlich, daß in diesem Fall die Entwurfswelle den Bemessungswert für die Tendons liefert. Auf der anderen Seite sieht man aber auch, daß die Maximalkräfte in Tendon-Bündeln an den Ecksäulen 2 und 4 im natürlichen Seegang größer sind als in der Einzelwelle.

Die bisherigen Ausführungen haben bewiesen, daß alle in Abschnitt 3 dargestellten Methoden der Analyse des Seeverhaltens von Tension-Leg-Plattformen sich gegenseitig ergänzen und deshalb wenn möglich, schon in den früheren Entwurfsphasen parallel eingesetzt werden sollen.

Tabelle 3.4.1

Signifikante Amplituden der Antwortgrößen
des Nordsee-Entwurfs [19]

Seegangsdaten :	I.S.S.C.-Spektrum	
	$H_{1/3}$	$= 16\ m$
	T_0	$= 12\ s$
Wellenlaufwinkel:	α	$= 46.5°$

Antwortfunktion	Methode der Analyse	
	linear	nichtlinear
Bewegungen:		
Surge [m]	3.360	3.810
Sway [m]	3.680	4.240
Heave [m]	0.037	0.055
Roll [Grad]	0.025	0.041
Pitch [Grad]	0.034	0.054
Yaw [Grad]	0.012	2.618
Tendonkräfte [kN]:		
Ecksäule 1	9600	9677
Ecksäule 2	4960	4949
Ecksäule 3	9120	9231
Ecksäule 4	5040	5126

Tabelle 3.4.2

Maximalwerte der Tendonkräfte des
Nordsee-Entwurfs [19]

Entwurfsseegang: I.S.S.C.-Spektrum
$H_{1/3} = 16\ m, \quad T_0 = 12\ s$

Entwurfswelle : Airy'sche Cosinus-Welle
$H = 30\ m, \quad T = 14.5\ s$

Wellenlaufwinkel: $\alpha = 46.5°$

	Methode der Analyse		
	Entwurfswelle		Entwurfsseegang
	linear	nichtlinear	nichtlinear
Maximale Tendonkraft [kN]			
Ecksäule 1	59015	57592	57160
Ecksäule 2	45515	45341	51570
Ecksäule 3	58115	57464	57180
Ecksäule 4	46115	45690	49720

3.5 Seeverhalten nach Teilversagen des Verspannungssystems

Bei den Untersuchungen des TLP-Verhaltens nach dem Auftreten des Teilversagens des Verspannungssystems handelt es sich vor allem um die Ermittlung der zusätzlichen statischen und dynamischen Belastung einzelner Tendons, wenn einer der Tendons in einem Tendon-Bündel beschädigt bzw. zwecks Reparatur oder Inspektion eine gewisse Zeit außer Betrieb ist.

Die Richtlinien des American Petroleum Institute [84] besagen z.B. , daß beim Entwurf des Verspannungssystems davon ausgegangen werden muß, daß eine Tension-Leg-Plattform bei einer Betriebszeit von 20 Jahren mit insgesamt 16 Tendons mindestens ein Jahr lang mit Hilfe von 15 Tendons in Betrieb sicher verankert werden kann.

Um dies zuverlässig beurteilen zu können, wurden für den Nordsee-Entwurf [19] im Rahmen des Vorhabens Berechnungen sowohl im Frequenz- als auch im Zeitbereich durchgeführt.

Das Teilversagen hat in der statischen Gleichgewichtslage des Systems eine ungleichmäßige Verteilung der statischen Vorspannkräfte an den einzelnen Tendongruppen zur Folge. Nimmt man ein starres, vereinfachtes Ersatzsystem an, dann können die Gleichgewichtsbedingungen der Kräfte und Momente durch die geometrische Bedingung, daß die Anlenkpunkte in einer Ebene liegen, ergänzt werden, wodurch eine näherungsweise Berechnung der Verteilungsfaktoren möglich ist.

Als Ergebnis erhält man eine zusätzliche statische Vorspannung der Tendon-Bündel auf der Diagonalen, die durch zwei unbeschädigte Tendongruppen verläuft.

Im folgenden werden Beispielergebnisse dargestellt, die unter der Annahme eines Tendons an der Ecksäule 1 außer Betrieb erzielt wurden. In dem Fall werden die Tendon-Bündel 2 und 4 um etwa 8% statisch mehr vorbelastet, als es im intakten Zustand der Fall ist.

Der Einfluß der anfänglichen Krängung des TLP-Schwimmkörpers in der statischen Gleichgewichtslage, die aus der ungleichen Dehnung der einzelnen Tendongruppen resultiert, auf seine hydrostatischen und hydrodynamischen Charakteristika ist sehr gering und kann außer acht gelassen werden.

Wegen der nicht vorhandenen Doppelsymmetrie des Verspannungssystems ändert sich die Besetzung seiner linearen Steifigkeits- bzw. nichtlinearen Koeffizientenmatrix.

Bei der linearisierten Analyse tritt z.B. an der Stelle der Matrix (3.1-18) die Steifigkeitsmatrix (3.5-1) auf.

$$
\begin{bmatrix}
c_{V_{11}} & 0 & 0 & 0 & -c_{V_{11}}a_z & 0 \\
0 & c_{V_{22}} & 0 & c_{V_{22}}a_z & 0 & 0 \\
0 & 0 & c_{V_{33}} & c_{V_{34}} & c_{V_{35}} & 0 \\
0 & c_{V_{22}}a_z & c_{V_{34}} & c_{V_{22}}a_z^2 + c_{V_{33}}a_y^2 + \\
 & & & +F_V^0 a_z & c_{V_{35}}a_y & 0 \\
-c_{V_{11}}a_z & 0 & c_{V_{35}} & c_{V_{35}}a_y & c_{V_{33}}a_x^2 + c_{V_{11}}a_z^2 + \\
 & & & & +F_V^0 a_z & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{V_{11}}a_y^2 + c_{V_{22}}a_x^2
\end{bmatrix} =
$$

$$
= \left[c_{V_{jk}}\right] \tag{3.5-1}
$$

Hierin sind:

$$
\begin{aligned}
c_{V_{11}} &= c_{V_{22}} = \frac{F_V^0}{l_T} \\
c_{V_{33}} &= (n_T - 1)\frac{EA_T}{l_T} \\
c_{V_{34}} &= -\frac{EA_T}{l_T}a_y \\
c_{V_{35}} &= \frac{EA_T}{l_T}a_x
\end{aligned} \tag{3.5-2}
$$

$F_V^0, l_T, E, A_T, n_T, a_x, a_y$ und a_z bezeichnen dieselben Größen wie im intakten Zustand (vgl. Gln. (3.1-18) und (3.1-19)).

Entsprechend den neuen Federsteifigkeiten und der neuen Verteilung der Vorspannkräfte ändern sich die Koeffizientenmatrizen (3.2-15) für die nichtlineare Analyse im Zeitbereich. In den Abb. 3.5.1 und 3.5.2 sind beispielhaft die Übertragungsfunktionen der Tendonkraft-Amplituden pro ein Tendon in den Tendongruppen 1 und 3 beim Wellenlaufwinkel von 46.5° für die intakte TLP und für den bereits erwähnten Fall des Teilversagens einander gegenübergestellt [85].
Die zeitlichen Verläufe der Bewegungen und der Tendonkräfte, die durch nichtlineare Simulationsrechnungen ermittelt wurden, haben im beschädigten Zustand qualitativ ähnliche Form wie die des intakten Systems. Einige Beispiele enthält die Literaturquelle [85]. Die nichtlinearen Berechnungen wurden unter Zugrundelegung desselben simulierten Entwurfsseegangs wie in Abschnitt 3.4 durchgeführt.

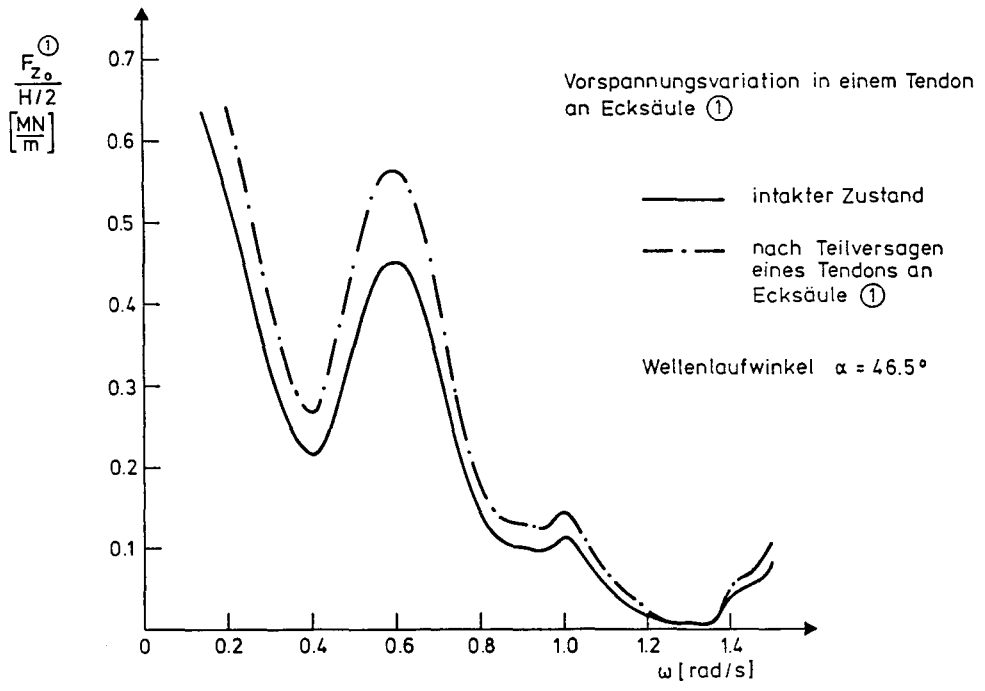


Abb. 3.5.1 Übertragungsfunktionen der Kräfte in einem Tendon an Ecksäule 1 vor und nach Teilversagen des Verspannungssystems, $\alpha = 46.5°$

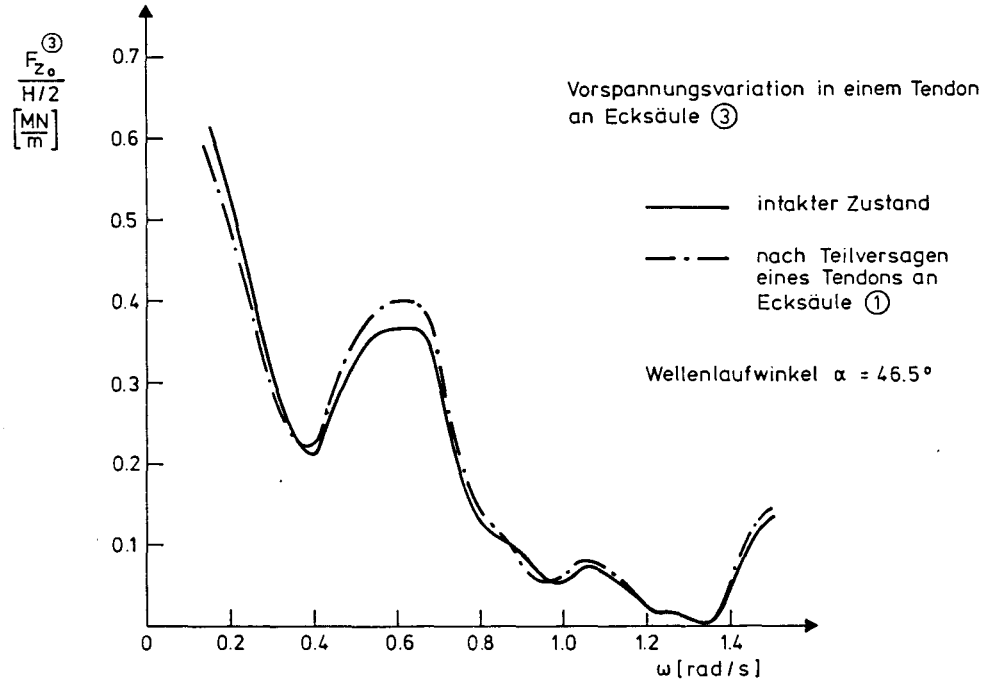


Abb. 3.5.2 Übertragungsfunktionen der Kräfte in einem Tendon an Ecksäule 3 vor und nach Teilversagen des Verspannungssystems, $\alpha = 46.5°$

Die statistische Auswertung der Zeitreihen hat z.B. für $\alpha = 46.5°$ ergeben, daß die signifikanten Werte der Tendonkraft-Amplituden in einem Tendon vor und nach dem Auftreten des Teilversagens entsprechend an Ecksäule 1: 2419 kN und 2997 kN , an Ecksäule 3: 2308 kN und 2409 kN betragen. Für die Peak-Werte gilt entsprechend an Ecksäule 1: 14290 kN und 17714 kN, an Ecksäule 3 : 14295 kN und 13508 kN pro Tendon.

Hierbei muß in Hinblick auf die Entwurfspraxis betont werden, daß für die Plattformsicherheit nicht nur die absoluten Kräfte, sondern vor allem die Spannungsdoppelamplituden im Bereich der beschädigten Tendongruppe ausschlaggebend sind.

4 Globale Belastungs- und Spannungsanalyse der Plattformstruktur

4.1 Idealisierung der Plattformstruktur

Eine genauere Abschätzung der Spannungsverteilung in der Plattformstruktur ist wegen der Vielfalt und Kompliziertheit der Spannungszustände im Bereich der Gesamtstruktur in der Regel erst in fortgeschrittenen Entwurfsphasen möglich.

In der Vorentwurfsphase ist es oft erforderlich, die globale Last- und Spannungsanalyse mit Hilfe einfacherer Strukturmodelle durchzuführen [5, 56, 86, 87]. Zu diesem Zweck ist im Rahmen des Vorhabens ein wirksames linearisiertes Berechnungsverfahren für die globale Strukturanalyse von TLP's entwickelt worden [88].

Die Plattformstruktur wurde mit Hilfe eines Balkenmodells idealisiert. Die Wechselwirkung zwischen der Struktur und der Verspannung wurde mittels der an den Angriffspunkten der Reaktionskräfte aus der Verspannung angeschlossenen Randelemente modelliert. Das Finite-Elemente-Modell des Nordsee-Entwurfs [19] ist in Abb. 4.1.1 und 4.1.2 dargestellt.

Das Gesamtmodell besteht aus 17 Gruppen der räumlichen Balkenelemente, die sich aus der Konstruktion der Plattform ergeben (Vertikalsäulen, Quer- und Längspontons, Hauptelemente der Decks-Konstruktion) und aus der 18. Gruppe der Randelemente. Die vertikalen Reaktionskräfte greifen an den Knoten 91, 92, 95 und 96 an , deren Lage den oberen Kopplungslementen ("tendon top connectors", vgl. Abb. 1.7 und 1.8) entspricht. Ferner ist angenommen worden, daß die horizontalen Rückstellkräfte aus der Verspannung in Form von Einzelkräften an den den "cross-load bearings" entsprechenden Knotenpunkten 11, 30, 35 und 54 wirken.

Alle Querschnittswerte, Materialeigenschaften, Gewichtsverteilung und Zusatzlasten (Ballast, Payload, etc.) basieren auf Angaben der Blohm + Voss AG und sind in der Literaturquelle [89] enthalten.

4.2 Ermittlung der Strukturbelastung

Die Ermittlung der Belastung der Plattformstruktur umfaßt stationäre und instationäre Umweltlasten, Kräfte aus dem Eigengewicht, Reaktionskräfte aus der Wechselwirkung zwischen der Plattformstruktur und dem Verspannungssystem, hydrodynamische Reaktionskräfte und d'Alembertsche Trägheitskräfte, verteilt über den Gesamtbereich der Konstruktion. Hierbei werden die Ergebnisse der hydrodynamischen Analyse, der Analyse des Bewegungsverhaltens sowie die geometrischen und mechanischen Charakteristika des als ein starrer Körper betrachteten Objekts als Eingabedaten für die Lastermittlung benutzt.

Das Berechnungsverfahren ist linear. Die theoretischen Grundlagen der Belastungsanalyse und das speziell zu diesem Zweck entwickelte Rechenprogramm SING-F werden ausführlich in den Literaturquellen [86, 88] beschrieben.

Grundlage des Rechenkonzepts zur Erfassung der auf die TLP ausgeübten hydrodynamischen Kräfte bildet die mit Hilfe des Rechenprogramms SING-A nach dem Singularitätenverfahren ermittelte, instationäre Druckverteilung über die benetzte Oberfläche, die durch eine harmonische Elementarwelle und die Bewegungen der Plattform induziert

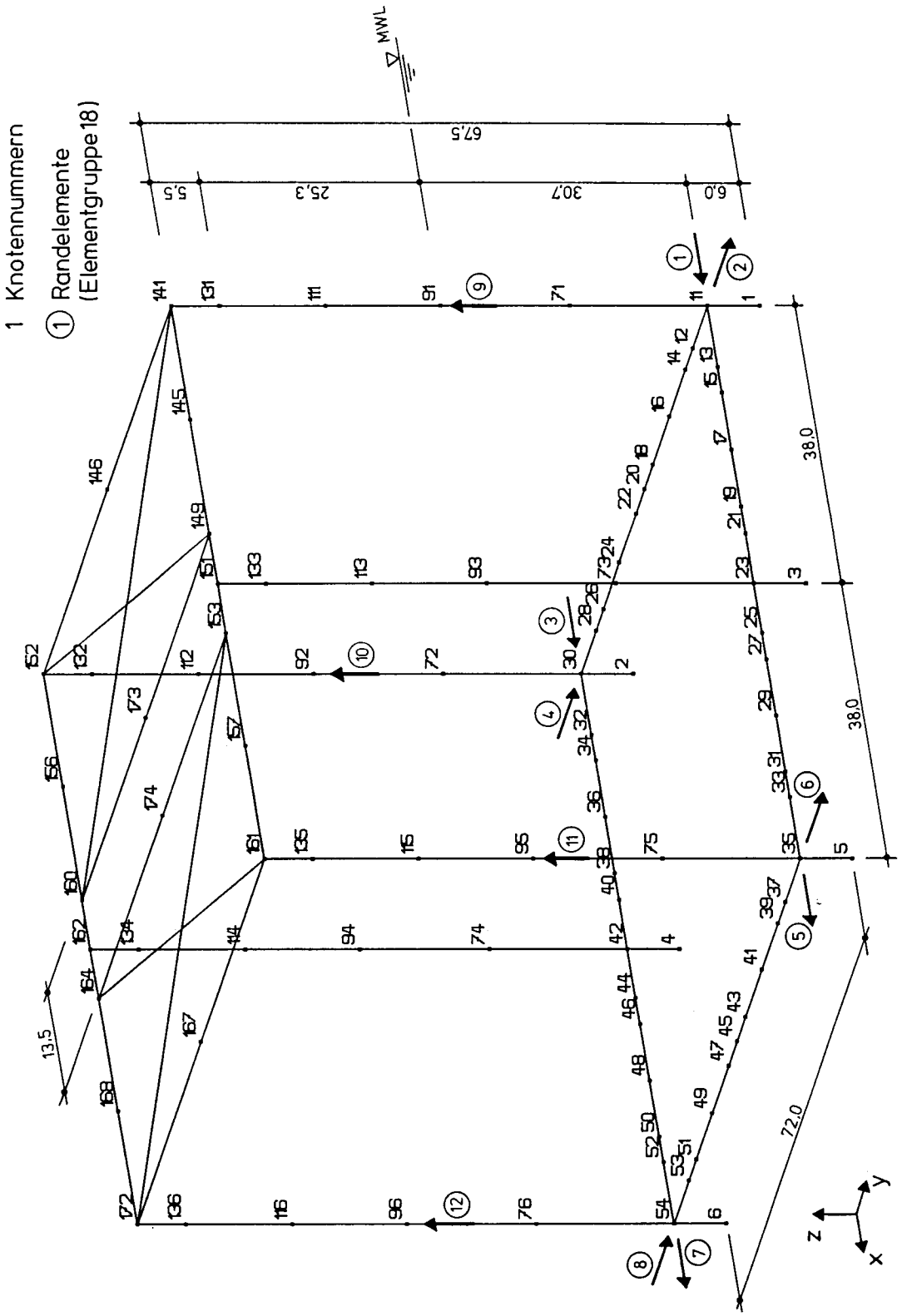


Abb. 4.1.1 Das Finite-Elemente-Modell des Nordsee-Entwurfs [19]. Knotennummern, Randelemente

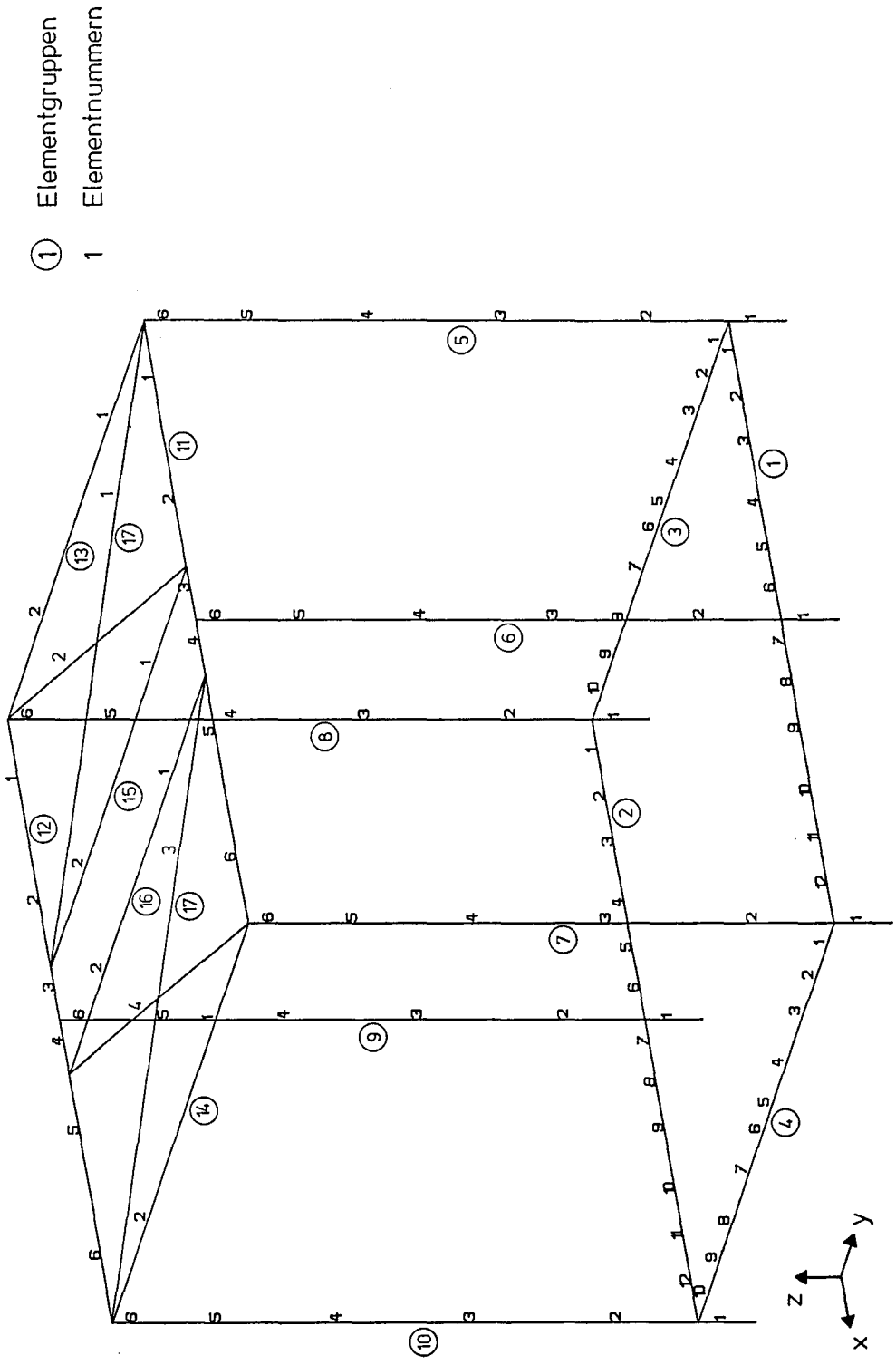


Abb. 4.1.2 Das Finite-Elemente-Modell des Nordsee-Entwurfs [19]. Elementgruppen

wird (vgl. Abschnitt 2.1). Es wird die Annahme getroffen, daß die komplexen Druckamplituden in jedem Punkt eines Paneels gleich der Amplitude im Paneelmittelpunkt sind. Diesen Druckwerten werden die instationären Änderungen des hydrostatischen Drucks infolge der Bewegung der Paneelmittelpunkte bzgl. der ungestörten Wasseroberfläche überlagert.

Der Berechnung der Plattformbelastung durch den hydrostatischen Druck werden ebenfalls die Druckwerte in den Paneelmittelpunkten für den Schwimmkörper in der statischen Gleichgewichtslage zugrunde gelegt.

Durch eine vorgegebene Zuordnung der Paneele zu den Balkenelementen bzw. direkt zu den Knotenpunkten des Balkenmodells kann die Strukturbelastung durch die stationären und instationären Druckkräfte in guter Näherung ermittelt werden. Eine Gegenüberstellung des hydrodynamischen und des Finite-Elemente-Modells zeigt für ein Viertel der beiden Modelle Abb. 4.2.1.

Aufgrund der Massenverteilung über die Struktur können die äquivalenten Knotenpunkt-Massen berechnet werden, so daß die Strukturidealisierung mit kontinuierlich verteilter Masse in ein Lumped-Mass-Modell umgewandelt wird. Da bei der Belastungsanalyse die Struktur als starr angenommen wird, lassen sich aus den Bewegungsamplituden am Bezugspunkt des Schwimmkörpers, den Knotenpunkt-Koordinaten, der Erregungsfrequenz und den Knotenmassen die d'Alembertschen Trägheitskräfte und -momente an den Knotenpunkten des FE-Modells bestimmen.

Die Belastung der Plattform durch das Eigengewicht umfaßt sowohl die stationären Anteile in der statischen Gleichgewichtslage als auch die instationären Änderungen infolge Drehungen der Struktur bzgl. des Gravitationsfeldes.

So, wie es bei der Analyse des Seeverhaltens der Fall war, werden im Rahmen der Strukturanalyse alle Tendons an einer Ecksäule zu einem äquivalenten Tendon zusammengefaßt. Im Gegensatz zu den Untersuchungen des Bewegungsverhaltens mit Hilfe des Ersatzsystems wie in Abb. 2.1.2, wo die Tendonkräfte vereinfachenderweise in den Grundflächen der Ecksäulen angreifen, werden die Reaktionskräfte bei den Strukturberechnungen möglichst genau an den Schnittstellen zwischen der Plattform und dem Verspannungssystem eingeleitet.

Die stationären Anteile dieser Kräfte sind vom Betrag her gleich den statischen Vorspannkräften an den oberen Enden der Tendon-Bündel, aber entgegengesetzt. Die instationären Anteile werden als Rückstellkräfte aus der Verspannung anhand der Bewegungsamplituden der Anlenkpunkte, der Phasenwinkel und der Steifigkeitskoeffizienten ermittelt.

Die so ermittelten Lasten an der als starr angenommenen Struktur sind im Gleichgewicht, vorausgesetzt, daß die Bewegungsgleichungen (3.1-1) und die statischen Gleichgewichtsbedingungen erfüllt sind.

Die bei der Strukturanalyse in den Randelementen auftretenden Reaktionskräfte können dann näherungsweise als die von der globalen Verformung des Objekts herrührenden Anteile der Tendonkräfte gedeutet werden, die bei den Berechnungen für den starren Schwimmkörper nicht erfaßt werden können.

Das Programm SING-F führt die oben geschilderte Belastungsanalyse durch und generiert einen Teil der Eingabedatei für das Finite-Elemente-Programm für die Strukturanalyse.

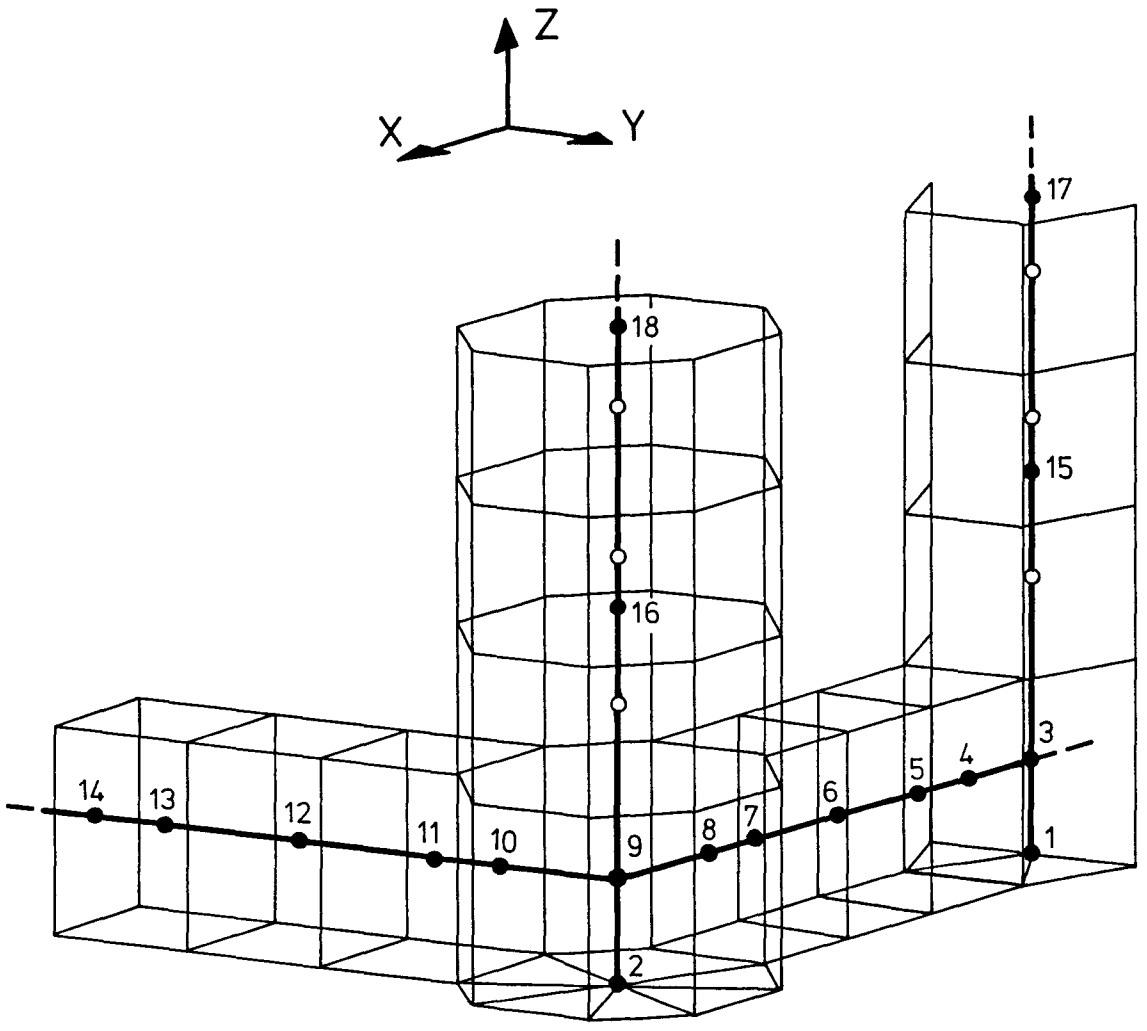


Abb. 4.2.1 Gegenüberstellung der hydrodynamischen Idealisierung und des Balkenmodells

4.3 Analyse der Plattformstruktur nach der Finite-Elemente-Methode

Die Schnittgrößen wurden für eine Reihe von Lastfällen mit Hilfe des Finite-Elemente-Programms SAP IV zur linearen statischen und dynamischen Berechnung von Tragwerken ermittelt [90].

Die berechneten Kräfte und Momente wurden quasi-statisch an den entsprechenden Knotenpunkten angebracht. Die Untersuchungen umfaßten ausschließlich Last- und Spannungsberechnungen infolge Wirkung harmonischer Wellen. Wegen der Linearität der Analyse genügten drei Elementarlastfälle, um für eine harmonische Welle die resultierenden Schnittkräfte bzw. -momente sowie die verformte Konfiguration zu jeder Zeit t berechnen zu können.

Diese Lastfälle sind:

- nur stationäre (rein statische) Belastung,
- Belastung der Struktur nur mit den Realteilen der komplexen Amplituden der instationären Kräfte,
- Belastung der Struktur nur mit den Imaginärteilen der komplexen Amplituden der instationären Kräfte.

Als Ergebnis erhält man dann die reellen Verschiebungen der Knotenpunkte bezüglich der Starrkörperbewegung infolge stationärer Belastung, die Real- und die Imaginärteile der komplexen Verformungsamplituden für alle Knotenpunkte des Modells und analog die stationären Anteile sowie die Real- und die Imaginärteile der komplexen Amplituden der Schnittkräfte und -momente . Alle interessierenden Größen oszillieren mit der Wellenkreisfrequenz ω. Mit Hilfe eines Nachlaufprogramms können die zeitlichen Verläufe der Verformungen und Schnittgrößen aufgrund dieser Ergebnisse leicht berechnet werden.

Abb. 4.3.1 und 4.3.2 zeigen die auf die oben geschilderte Weise ermittelten Verformungsplots der Struktur in der Nähe des Wellenbergs und auf dem Weg in Richtung des Wellentals einer Airy'schen Entwurfswelle mit der Wellenhöhe $H = 30\ m$ und mit der Periode $T = 17.5\ s$ beim Wellenlaufwinkel $\alpha = 90°$.

4.4 Globale Spannungsanalyse

Aufgrund der geometrischen und der Steifigkeitsangaben wurde anschließend die globale Spannungsverteilung in Form von komplexen Übertragungsfunktionen der instationären Spannungsanteile, von statischen Spannungen sowie von Einhüllenden der Spannungsextremwerte für alle Elemente ermittelt. Die Berechnungen erfolgten mit Hilfe des zum in der Literaturquelle [88] dargestellten Programm-System gehörigen Programms STRESS-Q.

Als Beispiel werden hier die Verteilungen der Spannungsextremwerte für die im vorigen Abschnitt genannte Entwurfswelle und drei Wellenlaufrichtungen in der Form von Abb. 4.4.1 bis 4.4.4 präsentiert. Man sieht daraus, daß die Übergangsbereiche zwischen den Säulen und den Pontons sowie zwischen den Hauptdeckträgern und den Säulen großen globalen Spannungswechseln ausgesetzt sind. Hierbei werden die Zugspannungen als positiv, die Druckspannungen als negativ definiert.

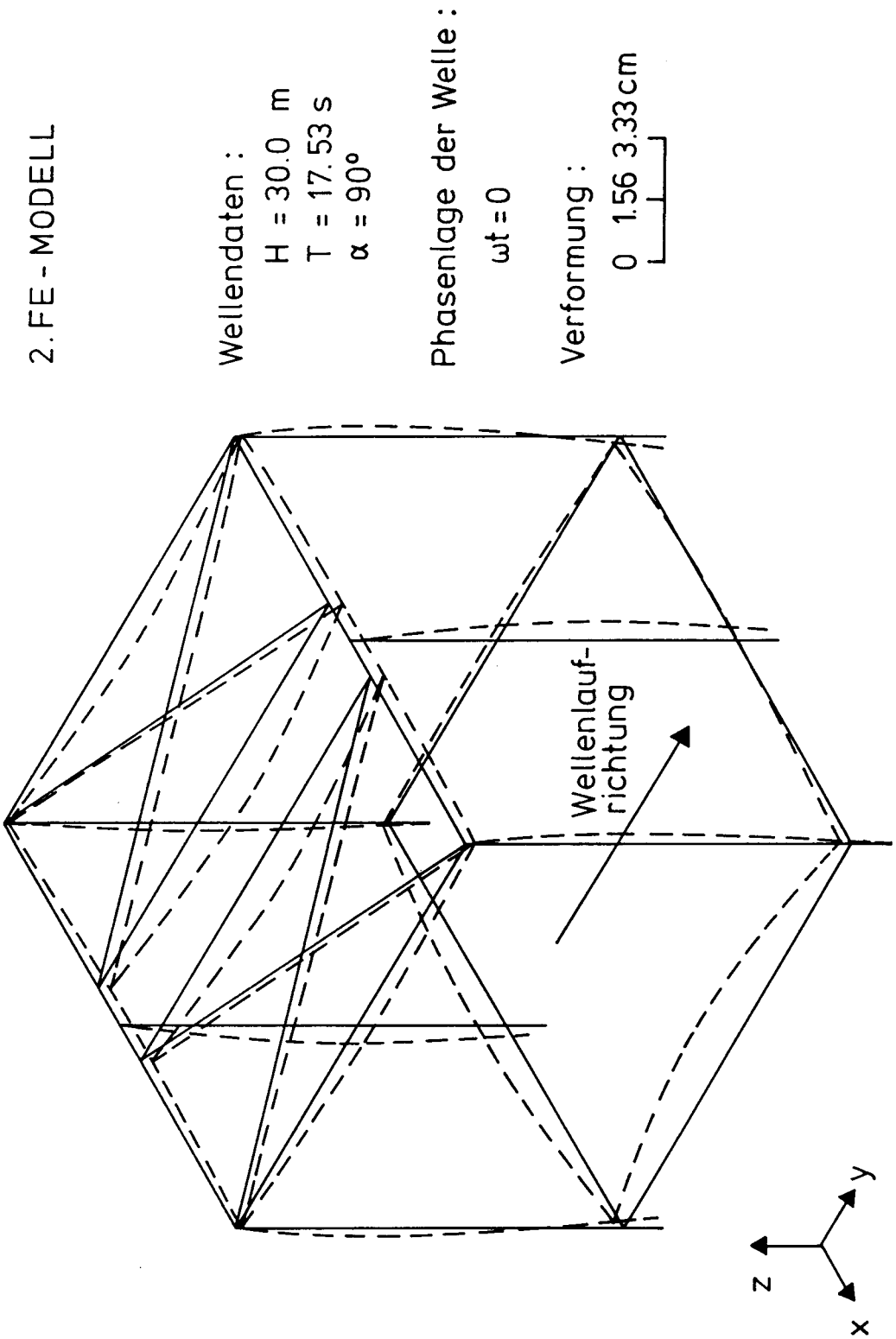


Abb. 4.3.1 Verformung der Plattformstruktur in der Nähe des Wellenbergs

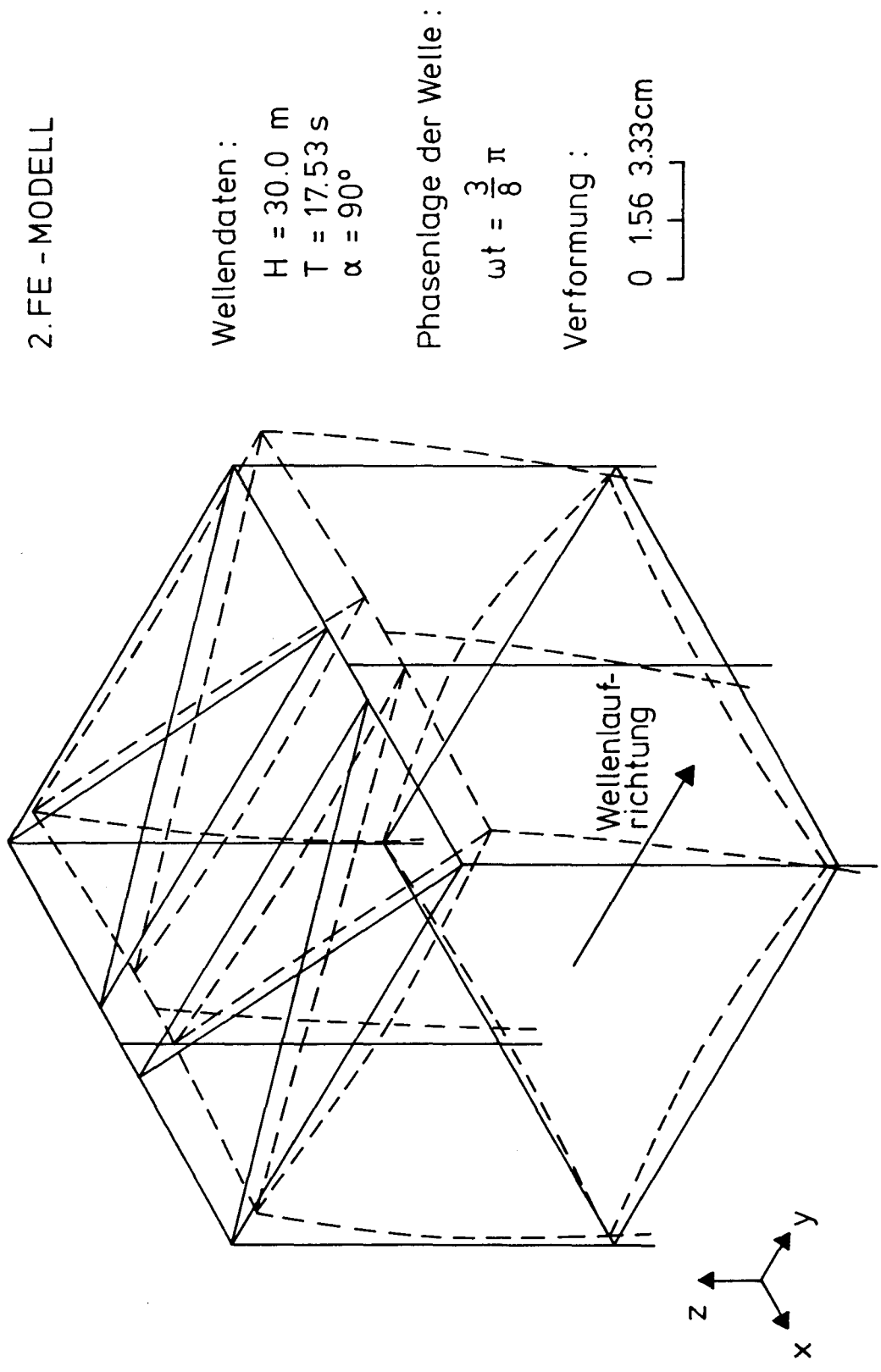


Abb. 4.3.2 Verformung der Plattformstruktur in der Nähe des Wellentals

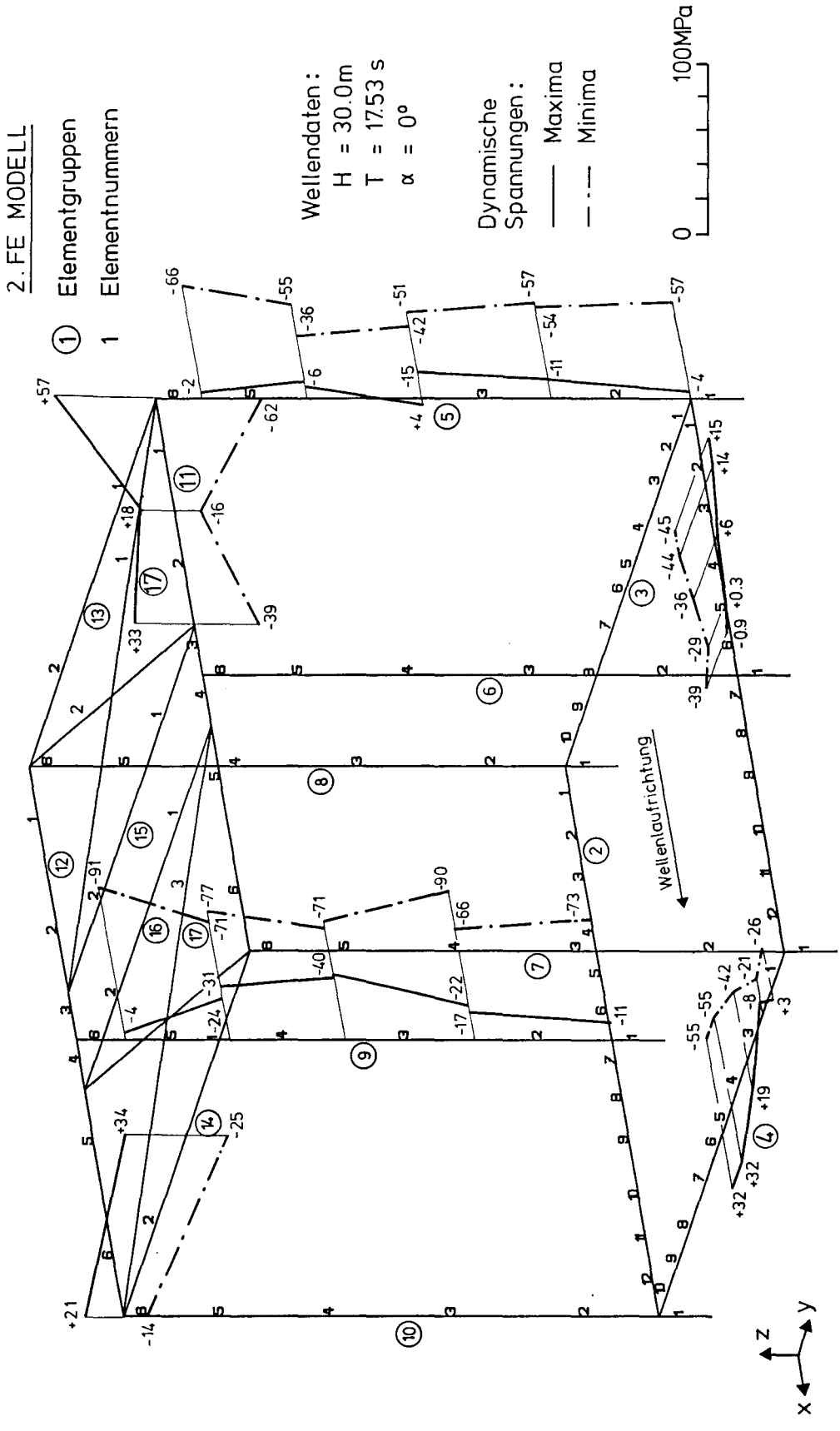


Abb. 4.4.1 Dynamische Spannungen, $\alpha = 0°$

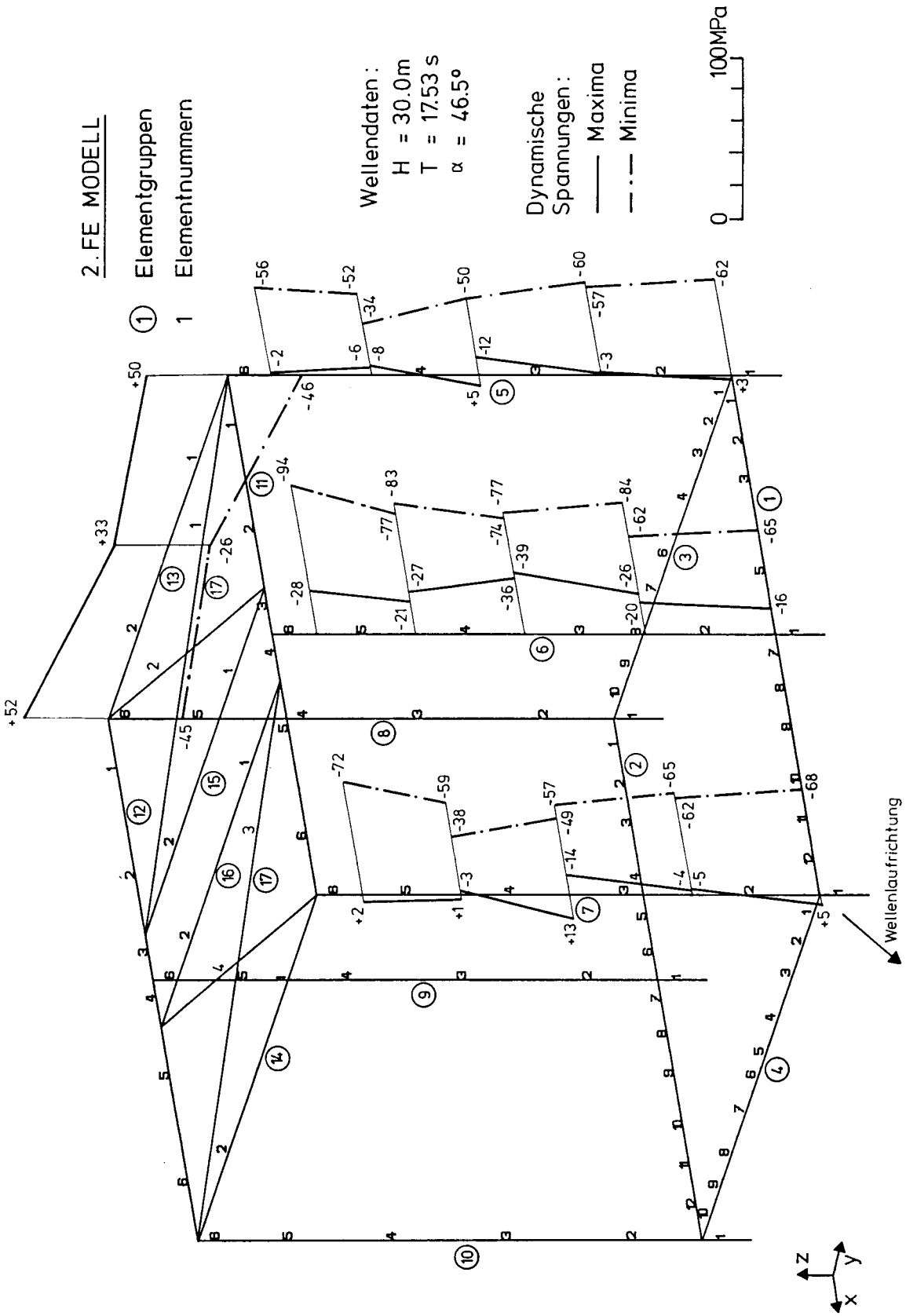


Abb. 4.4.2 Dynamische Spannungen, $\alpha = 46.5°$

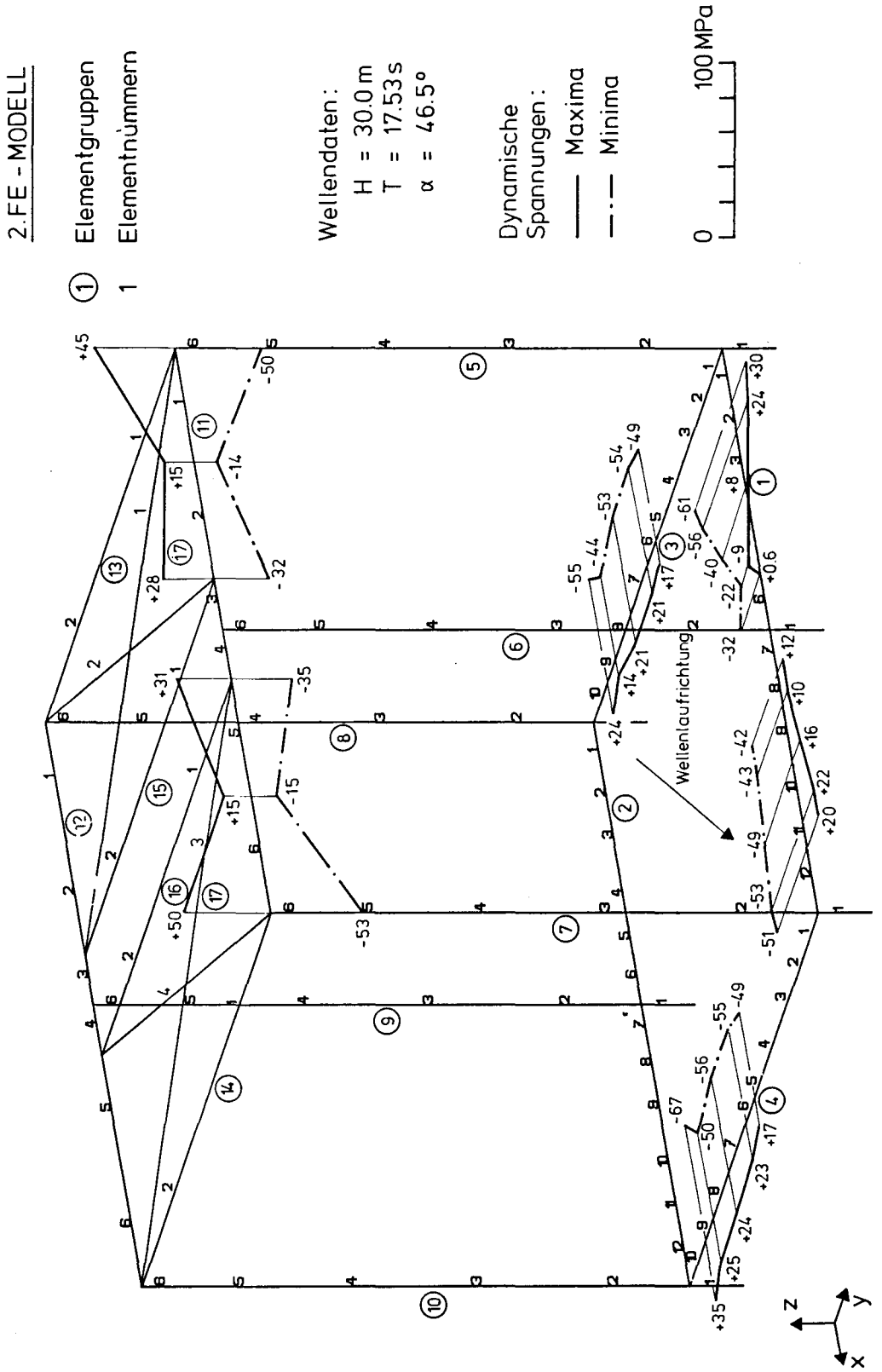


Abb. 4.4.3 Dynamische Spannungen, $\alpha = 46.5°$

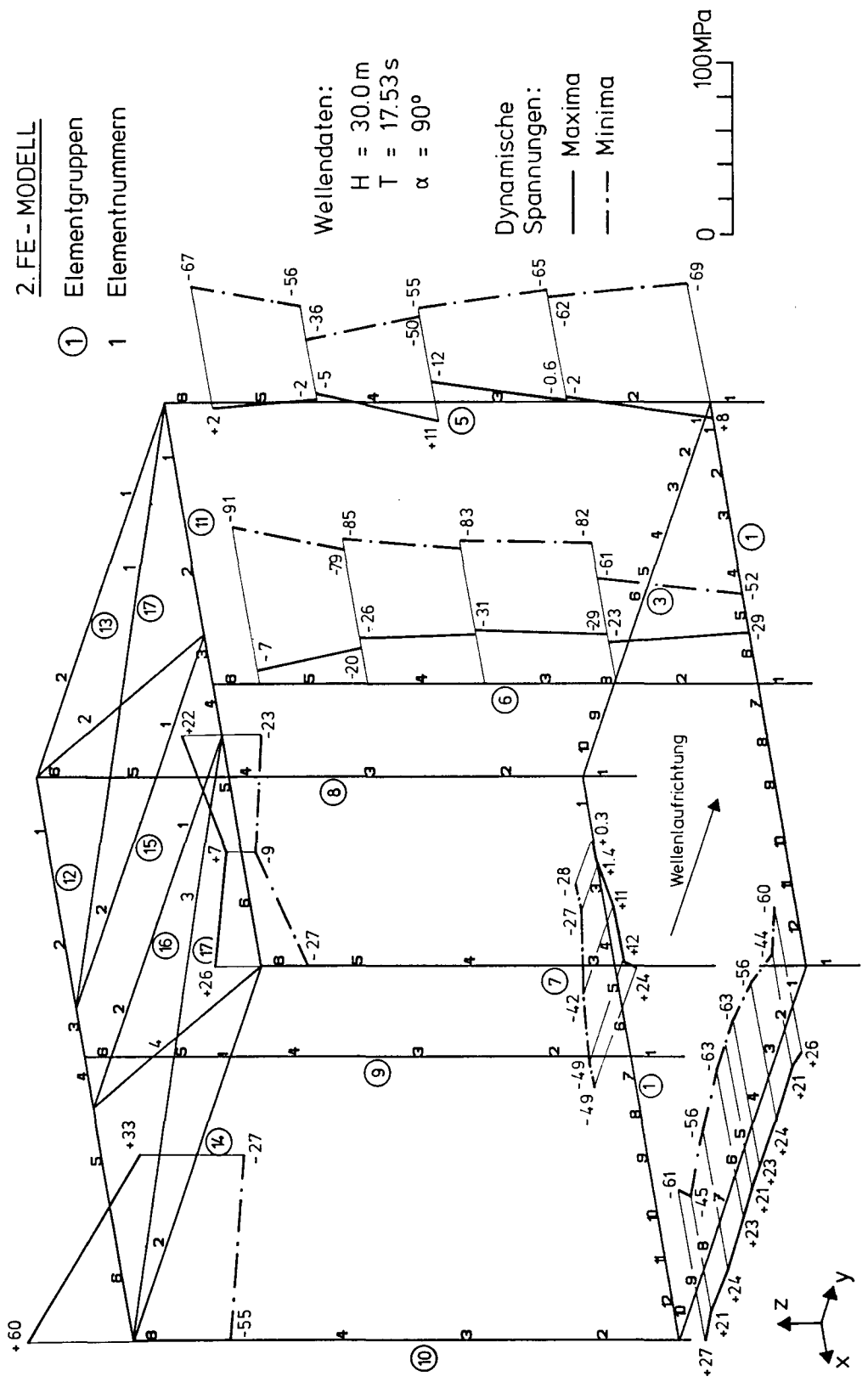


Abb. 4.4.4 Dynamische Spannungen, $\alpha = 90°$

Es wird betont, daß die hier umrissene Spannungsanalyse lediglich einer Abschätzung der Spannungswerte in der Phase der konzeptionellen Auslegung einer TLP dienen kann.

Die Methode der Belastungsanalyse kann aber prinzipiell in Bezug auf vollständigere FE-Modelle angewandt und in Hinblick auf lokale Strukturanalysen erweitert werden, wie z.B. aus dem Vergleich der bisher geschaffenen Grundlagen mit denen in der Literaturquelle [87] hervorgeht.

5 Dynamische Analyse des Riser- und des Verspannungssystems

5.1 Belastung der Riser und Tendons durch Umweltlasten und Plattformbewegung

Für Drilling- und Produktionsriser sowie für TLP-Tendons wurde eine Reihe von nichtlinearen, dynamischen Analysen durchgeführt. Die deterministischen Lastfälle für diese Untersuchungen umfaßten alle stationären, quasi-stationären und instationären Lastanteile, die von Strömung, Welle und von den Plattformbewegungen herrühren.

Bei der Lastfalldefinition für die Drilling- und Produktionsriser wurden die konstante Vorspannkraft, die quasi-statische Auslenkung der Plattform aus der mittleren Gleichgewichtslage durch Wind-, Strömungs- und Wellendriftkräfte, das Strömungsprofil wie auch die Bewegungen der oberen Endpunkte und die instationären hydrodynamischen Kräfte berücksichtigt. Die Bewegungen der oberen Endpunkte der Riser konnten aufgrund der Ergebnisse der Analyse des Bewegungsverhaltens ermittelt werden. Die konstante Vorspannung der Riser wurde entsprechend den vorgesehenen Betriebsbedingungen angenommen.

Darüber hinaus konnte bei den Riserberechnungen der Einfluß des Innen- und des Außendrucks auf die Verformungen und Spannungen direkt berücksichtigt werden [91] .

Die statische und quasi-statische Vorspannung der Tendons im intakten Zustand des TLP-Systems kann in folgende Lastanteile aufgeteilt werden:

- Vorspannung in der mittleren Gleichgewichtslage der TLP:
  - Auftriebsüberschuß bei ruhigem Wasser und Ebbe,
  - Vergrößerung der Auftriebskraft durch den astronomischen und windbedingten Tidenhub,
  - Vergrößerung der Auftriebskraft durch das Sturm-Surge.
- Vorspannungsänderungen infolge langsam veränderlicher, äußerer Kräfte und Momente:
  - Vergrößerung der Auftriebskraft infolge der Tiefertauchung der Plattform bei einer quasi-statischen Auslenkung durch Wind, Strömung und Wellendriftkräfte,
  - Ungleichmäßigkeit der Vorspannung der einzelnen Tendongruppen infolge von Krängungsmomenten aus Wind-, Strömungs- und Driftkräften,
  - Ungleichmäßigkeit der Vorspannung der einzelnen Tendongruppen infolge horizontaler Verschiebungen des Massenschwerpunkts bezüglich des Verdrängungsschwerpunkts,
  - Vorspannungsänderungen durch betriebsbedingte Änderungen des Plattformgewichts.

In der Entwurfspraxis ist davon auszugehen, daß die Extremwerte der langsam veränderlichen Anteile gleichzeitig auftreten und als konstante Lasten zu den rein stationären Kräften addiert werden können.

Als Vorspannungsvariation an den oberen Endpunkten der Tendons werden bei der deterministischen Analyse die Tendonkräfte angenommen, die bei den Untersuchungen des TLP-Seeverhaltens im Frequenzbereich ermittelt worden sind (vgl. Abschnitt 3.3).

Sowohl die Riser- als auch die Tendon-Analyse erfolgt unter der Annahme, daß alle stationären und instationären Lasten in der Wellenebene wirken.

Bei Produktionsrisern und bei Tendons wird auch maritimer Bewuchs im oberen Bereich berücksichtigt.

Ausführliche Angaben in Bezug auf die Lastannahmen für den Nordsee-Entwurf [19] enthalten die Literaturquellen [92, 93]. Sie basieren auf den von der Blohm + Voss AG zur Verfügung gestellten Daten sowie auf den Forderungen des DnV [94] und des API [84].

5.2 Nichtlineare dynamische Analyse nach der Finite-Elemente-Methode

Die globale dynamische Analyse von Risern und Tendons erfolgte mit Hilfe des Finite-Elemente-Programms ABAQUS, das insbesondere zur Lösung von komplizierten, nichtlinearen Problemen geeignet ist [95-97]. Im Laufe der Programm-Entwicklung sind einige spezielle Offshore-Anwendungen, wie z.B. dynamische Analyse von Risern und Pipelines, berücksichtigt worden [97, 98].

Hiermit ist es z.B. möglich, Wellenparameter, Strömungsprofil oder hydrodynamische Koeffizienten direkt über die Eingabedatei zu definieren. Die hydrodynamischen Kräfte werden im Programm mit Hilfe der Morison-Formel berechnet. Die Berechnung der gesamten hydrostatischen und hydrodynamischen Belastung erfolgt immer unter Berücksichtigung der aktuellen Konfiguration des Risers bzw. des Tendons ("follower loads"). Außerdem werden die d'Alembertschen Trägheitskräfte, Lasten aus dem Eigengewicht sowie die äußeren Federkräfte ermittelt.

Die instationären Randbedingungen an den oberen Endpunkten der Riser und Tendons werden mittels Benutzer-Routinen vorgegeben.

Für die Integration der Bewegungsgleichungen im Zeitbereich benutzt das Programm das Hilber-Hughes-Taylor-Verfahren. Automatische Inkrementierung sowie fiktive Dämpfung sind im Programm ebenfalls enthalten. Um die Gleichgewichtskonfiguration in jedem Zeitschritt zu ermitteln, wird das Newton-Raphson-Verfahren eingesetzt.

TLP-Riser und -Tendons sind im allgemeinen schlanke Strukturen, deren Dehnsteifigkeit in Axialrichtung viel größer als ihre Biegesteifigkeit ist. Die Erfahrung aus den Berechnungen solcher Konstruktionen zeigt, daß diese nicht nach der konventionellen Deformationsmethode behandelt werden können. Um schlechte Konditionierung der Matrizen zu verhindern, werden bei der Berechnung solcher Strukturen die sog. hybriden Balkenelemente verwendet, bei denen die generalisierte Axialkraft und auch die generalisierten Schubkräfte wie unabhängige Variablen betrachtet werden.

Auf eine Darstellung der theoretischen Grundlagen wird in diesem Bericht verzichtet. Sie sind sehr ausführlich in [99] beschrieben, wo auch weitere Literaturhinweise zu finden sind.

Die Finite-Elemente-Modelle der untersuchten Riser und Tendons bestehen aus hybriden Balkenelementen des ABAQUS-Typs B23H mit zwei Knoten- und drei Integrationspunkten. Die drei aktiven Freiheitsgrade jedes Knotens sind: zwei Translationen und eine Ro-

tation in der xy-Ebene. Der Vektor der inneren Kräfte enthält Axialkräfte (tangential zur Biegelinie) und Biegemomente (normal zur Biegeebene).

Die Ergebnisse der durchgeführten Berechnungen sind in Form von Tabellen, Verformungsplots und Plots der zeitlichen Verläufe der Verschiebungen, Reaktionskräfte und -momente, Schnittgrößen sowie Einhüllenden der letzteren im umfangreichen Bericht [92] enthalten.

Das Finite-Elemente-Modell des Drilling-Risers zeigt Abb. 5.2.1. Es wurden sechs Lastfälle gerechnet, die sich durch sechs Vorspannkräfte am oberen Riserende unterscheiden. In allen Fällen waren die anderen Randbedingungen gleich. Die Entwurfswelle hatte die Höhe $H = 30\ m$ und die Periode $T = 14.5\ s$. Die dieser Welle entsprechende Surge-Amplitude der TLP betrug 9.54 m, die statische Auslenkung in Wellenlaufrichtung war gleich 23.8 m . Die Berechnungen wurden unter der Annahme der Wassertiefe von 350 m und eines linearen Strömungsprofils durchgeführt. Es wurden 10 Wellenperioden simuliert.

Die den sechs Lastfällen entsprechenden Vorspannkräfte, die ermittelten Extremwerte der globalen Spannungen σ_{max} und der Drehwinkel am oberen und am unteren Ende des Drilling-Risers sind in Tabelle 5.2.1 zusammengestellt. Aus den Ergebnissen geht deutlich hervor, daß die Maximalspannungen durch die maximalen Biegemomente entscheidend bestimmt werden. Die Einhüllenden der Biegemomente über die gesamte Riserlänge zeigt beispielhaft für den 1. Lastfall die Abb. 5.2.2. Die Spannungsmaximalwerte werden im oberen Bereich des Risers festgestellt.

Tabelle 5.2.1

Drilling-Riser

Extremwerte der Spannungen und Drehwinkel

Lastfall	Vorspannkraft [kN]	σ_{max} [MPa]	Maximale Drehwinkel unten [Grad]	oben [Grad]
1	907	292	12.0	7.7
2	1134	254	10.3	5.5
3	1361	249	9.3	3.8
4	1587	238	8.8	2.6
5	1814	237	8.4	1.7
6	2041	231	8.1	1.6

Sowohl die Drehwinkel als auch die Reaktionskräfte oben und unten stellen wichtige Entwurfsparamter in Hinblick auf die Bewegungskompensation am oberen Ende des Drilling-Risers und in Bezug auf die Konstruktion der flexiblen Gelenke, der sog. "ball joints" oder "flexjoint connectors", dar. Die zeitlichen Verläufe der Reaktionskräfte am unteren flexiblen Gelenk über drei Wellenperioden zeigt Abb. 5.2.3. Die Kurven beziehen sich auf den Lastfall 4. Die Extremwerte der Reaktionskräfte und -momente an den beiden Riserenden sind in Tabelle 5.2.2 zusammengestellt.

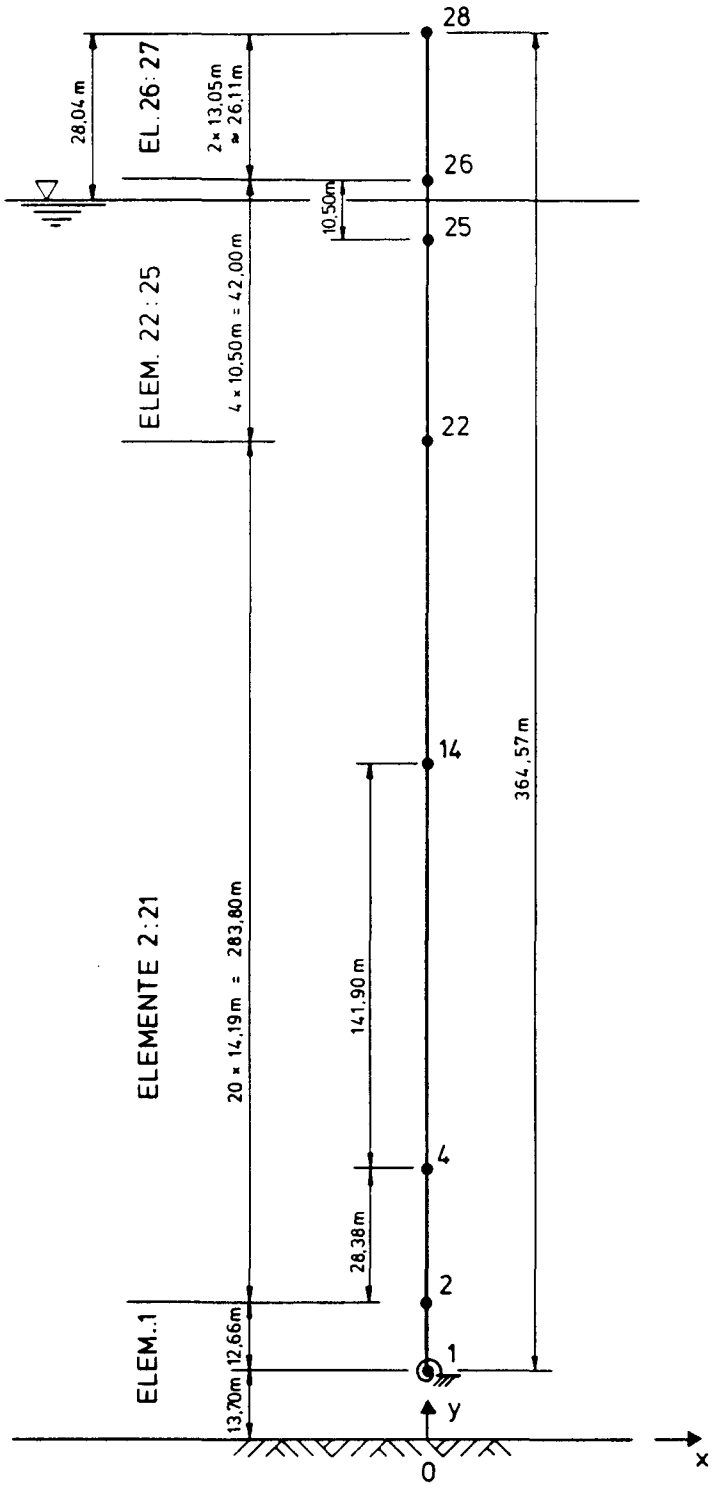


Abb. 5.2.1 Das Finite-Elemente-Modell des Drilling-Risers

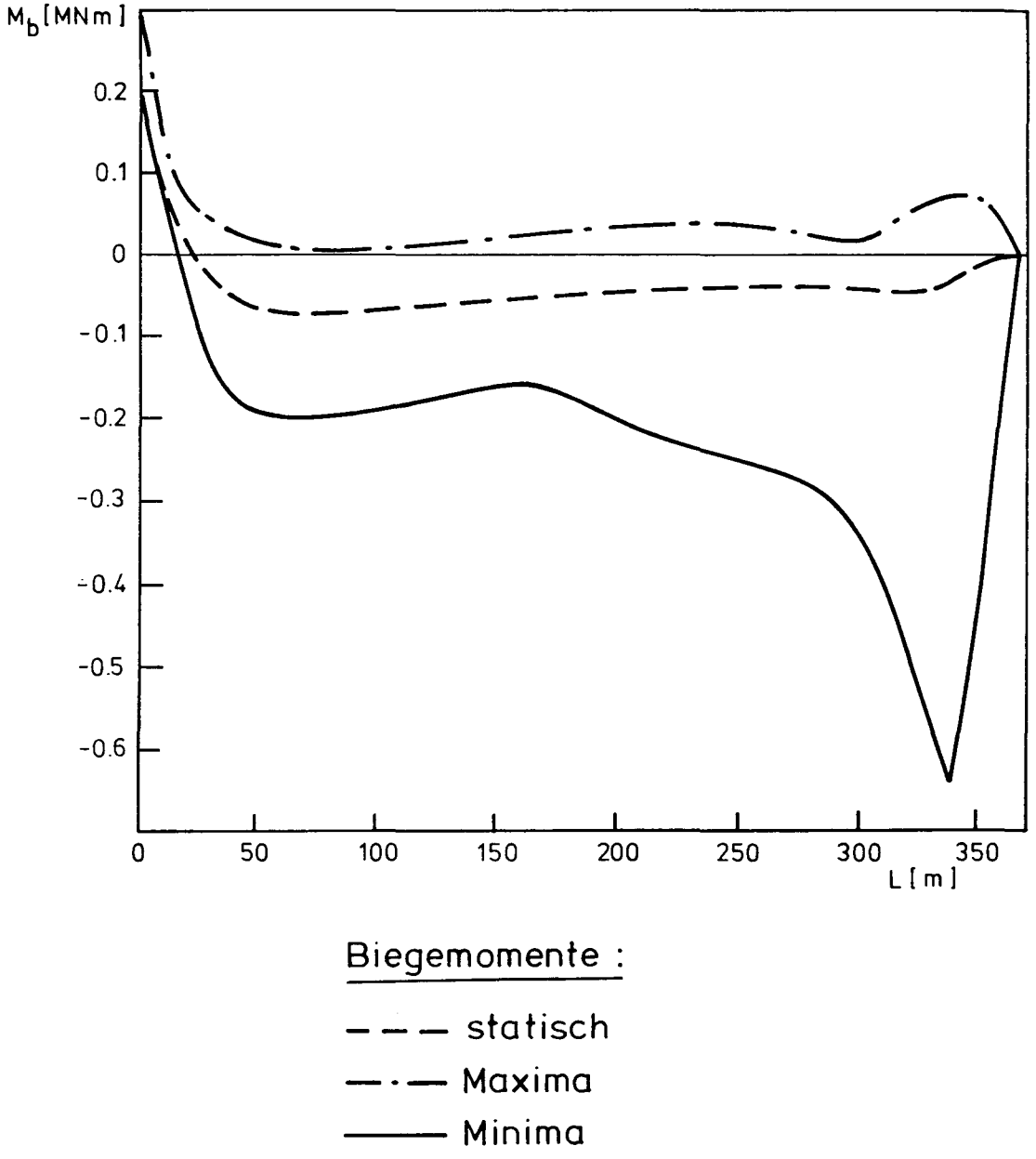
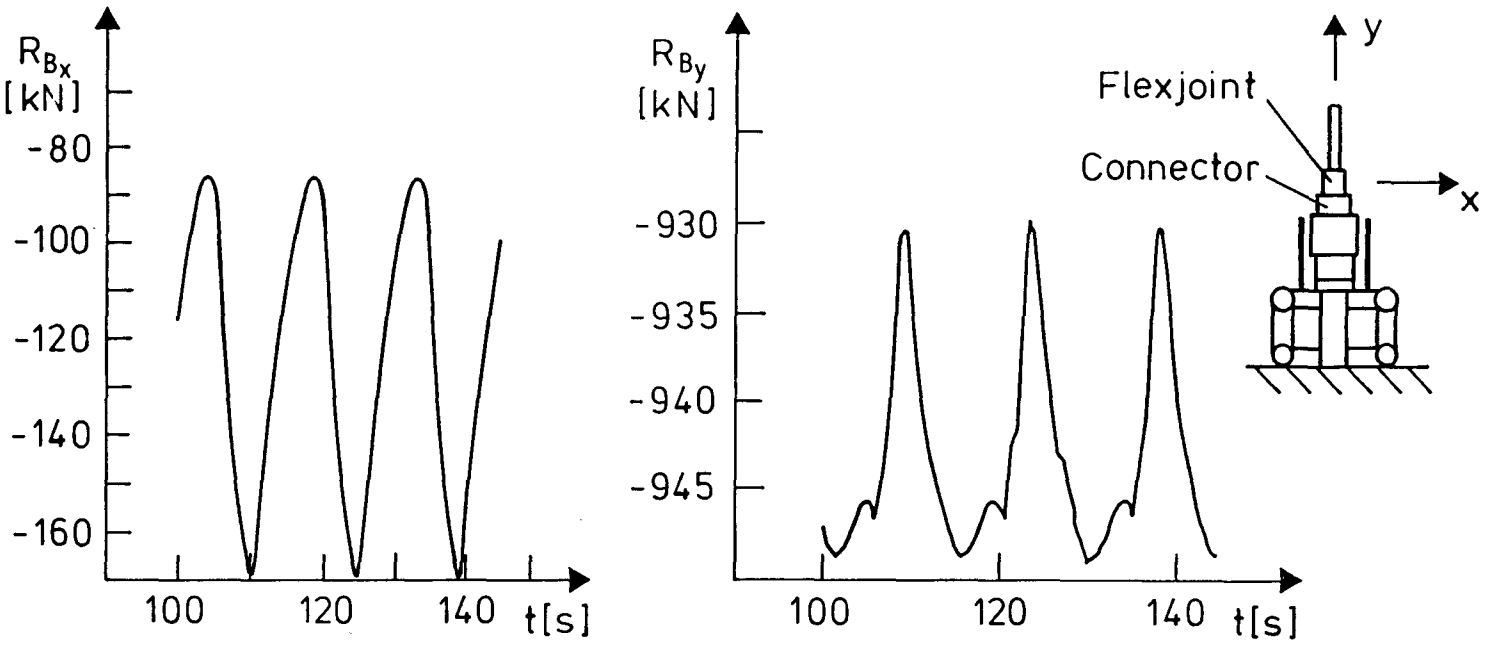


Abb. 5.2.2 Einhüllende der Biegemomente. Drilling-Riser, Lastfall 1



Vorspannung	:	1587 kN	Statische Auslenkung	:	23,8 m
Welle	:	H = 30 m T = 14,5 s	Surge - Bewegung	:	s_{1_0} = 9,54 m ε_{s_1} = 86,8°

Simulationszeit	:	145 s
Rechner	:	CYBER 175
CPU-Zeit	:	2597 CP sec

Abb. 5.2.3 Nichtlineare Reaktionskräfte am "flexjoint connector" des Drilling-Risers. Lastfall 4

Tabelle 5.2.2

Drilling-Riser

Reaktionskräfte und -momente

Last-	Unten						Oben	
	$R_{BX}[kN]$		$R_{BY}[kN]$		$M_{BZ}[kNm]$		$R_{TX}[kN]$	
fall	min	max	min	max	min	max	min	max
1	-82.6	-48.7	-275.9	-256.0	182.7	282.3	-143.0	-29.4
2	-114.5	-63.4	-498.7	-480.6	139.8	238.1	-125.3	-12.2
3	-142.7	-76.6	-723.1	-705.8	116.2	212.4	-104.9	3.8
4	-169.7	-86.1	-948.7	-929.9	100.4	195.3	-84.5	22.6
5	-196.4	-94.4	-1176.0	-1155.0	88.8	183.9	-64.8	43.5
6	-223.0	-102.0	-1403.0	-1380.0	80.0	174.8	-46.4	66.2

Die FE-Idealisierung des Produktionsrisers ist in Abb. 5.2.4 dargestellt. Die Berechnungen wurden für drei Entwurfswellen der Höhe $H = 30\ m$ mit den Perioden $T = 14.5, 15.5$ und $16.5\ s$ durchgeführt. Die Surge-Amplituden betrugen entsprechend $9.54, 10.56$ und $11.45\ m$. Die Wassertiefe, das Strömungsprofil und die statische Plattformauslenkung waren wie bei der Analyse des Drilling-Risers. Die Vorspannkraft am oberen Ende des Produktionsrisers war in allen drei Fällen gleich $418\ kN$.

Tabelle 5.2.3 enthält die Maximalwerte der Spannungen im Taper- und im Riserbereich sowie die maximalen Drehwinkel am oberen Riserende. Man sieht daraus, daß die Spannungen im Taper in ca. $350\ m$ Wassertiefe von der Wellen und von der Plattformbewegung praktisch unabhängig sind. Dagegen hängen die Spannungen im Riser sehr stark von der Welle und den Bewegungen ab. Die Extremwerte treten, ähnlich wie es beim Drilling-Riser der Fall war, im oberen Bereich des Produktionsrisers, also im Strömungsfeld der Welle und in der unmittelbaren Nähe des Schwimmkörpers auf. Die Einhüllenden der Biegemomente im Lastfall 1 zeigt die Abb. 5.2.5.

Tabelle 5.2.3

Produktionsriser

Extremwerte der Spannungen und Drehwinkel

Last-	Wellen-	σ_{max} [MPa]		Maximaler
fall	periode [s]	Taper	Riser	Drehwinkel oben [Grad]
1	14.5	288	267	10.5
2	15.5	284	211	8.4
3	16.5	284	184	6.9

Wellenhöhe : $30\ m$
Vorspannkraft : $418\ kN$

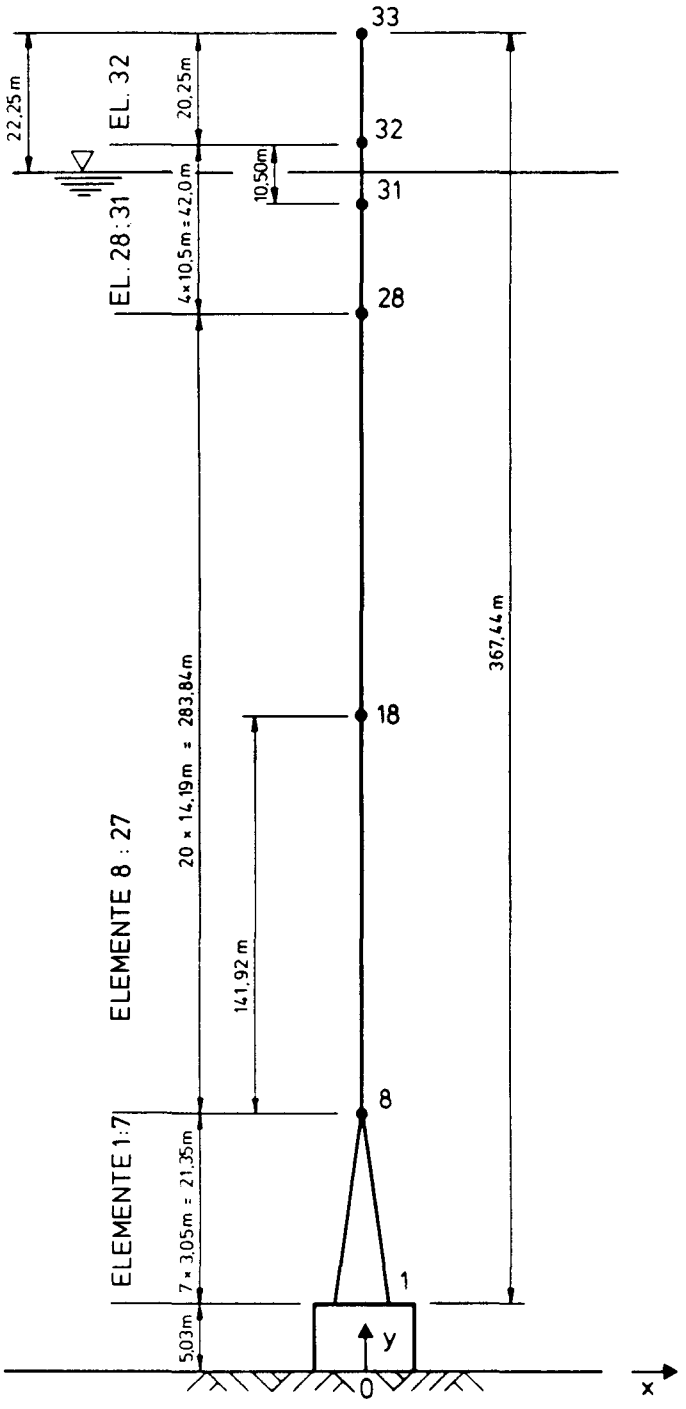


Abb. 5.2.4 Das Finite-Elemente-Modell des Produktionsrisers

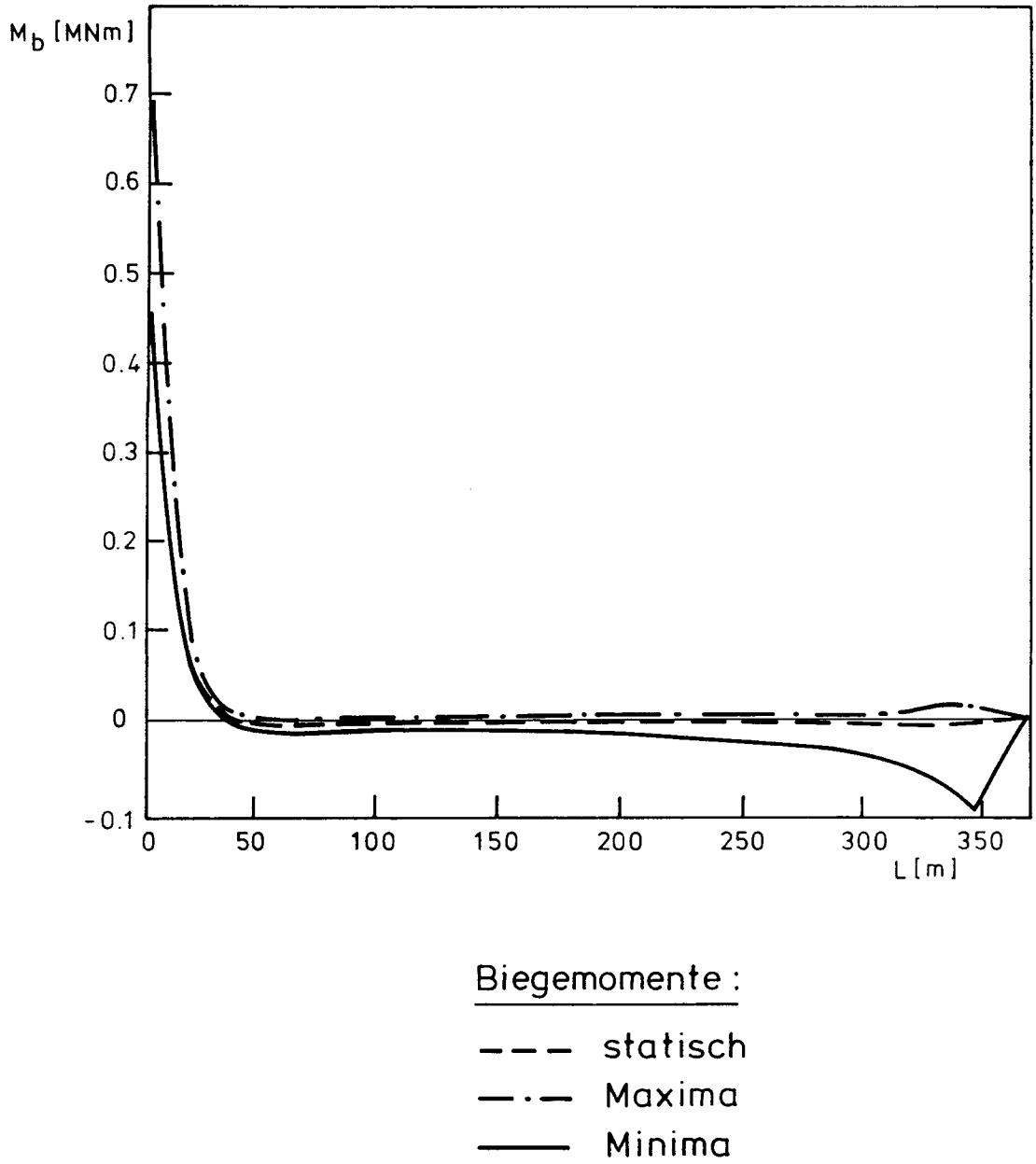


Abb. 5.2.5 Einhüllende der Biegemomente. Produktionsriser, Lastfall 1

Zu beachten sind große Biegemomente am unteren Ende des Tapers. Die Abb. 5.2.6 stellt den zeitlichen Verlauf der Spannung an einem Querschnitt A-A des Tapers im Lastfall 1 dar.

Die Simulationszeit betrug in den drei Lastfällen 130 s.

In Tabelle 5.2.4 sind die Extremwerte der Reaktionskräfte und -momente zusammengestellt.

Tabelle 5.2.4

	Unten						Oben	
Last-	$R_{BX}[kN]$		$R_{BY}[kN]$		$M_{BZ}[kNm]$		$R_{TX}[kN]$	
fall	min	max	min	max	min	max	min	max
1	-50.7	-37.5	-104.5	-96.8	555.6	744.7	-80.7	-18.0
2	-50.0	-37.2	-101.5	-97.0	550.9	737.8	-63.2	-17.4
3	-49.4	-36.9	-99.8	-96.8	547.3	728.7	-51.5	-15.7

Bei der dynamischen Analyse der Tendons wurde eine Reihe von deterministischen Lastfällen untersucht, die ferner eine Grundlage der im Abschnitt 6 noch zu besprechenden Lebensdaueranalyse bilden.

Die Lastfälle wurden unter Berücksichtigung der Langzeitstatistik der Umweltbedingungen im vorgesehenen Einsatzgebiet des Nordsee-Entwurfs [19] definiert. Unter der Annahme einer konstanten Wellensteilheit ließen sich die in Abb. 5.2.7 und 5.2.8 gezeigten Abhängigkeiten der Amplitude der Tendonkräfte und der Horizontalbewegung der oberen Tendon-Endpunkte wie auch die Abhängigkeit der zugehörigen Phasenwinkel von der Wellenhöhe anhand der Übertragungsfunktionen erstellen.

Von besonderem Interesse sind hierbei die Tendonkräfte in den Tendons an den Ecksäulen 1 und 3 bei diagonal laufenden Wellen ($\alpha = 46.5°$).

Die wichtigsten Angaben in Bezug auf instationäre Belastungsgrößen sind für einen Tendon an Ecksäule 3 in Tabelle 5.2.5 enthalten. Die statische Vorspannung eines Tendons an Ecksäule 3 beträgt unter Berücksichtigung der in Abschnitt 5.1 erwähnten quasi-statischen Lastanteile 12965 kN. Die quasi-statische Auslenkung der Plattform in Wellenlaufrichtung ist gleich 25.3 m. Die "cross load bearings" und die "anchor connectors" wurden mittels Drehfedern idealisiert. Das FE-Modell eines Tendons ist in Abb. 5.2.9 dargestellt.

In Tabelle 5.2.6 sind die Spannungsextremwerte und die Spannungsdoppelamplituden im Rohrquerschnitt des obersten Tendonelements an Ecksäule 3 zusammengestellt. Im Gegensatz zu den Risern spielen die von den Biegemomenten herrührenden Spannungsanteile gegenüber den Spannungen aus den Axialkräften eine untergeordnete Rolle. Ihr Anteil an der Gesamtspannung beträgt je nach Lastfall von 9 bis 15%.

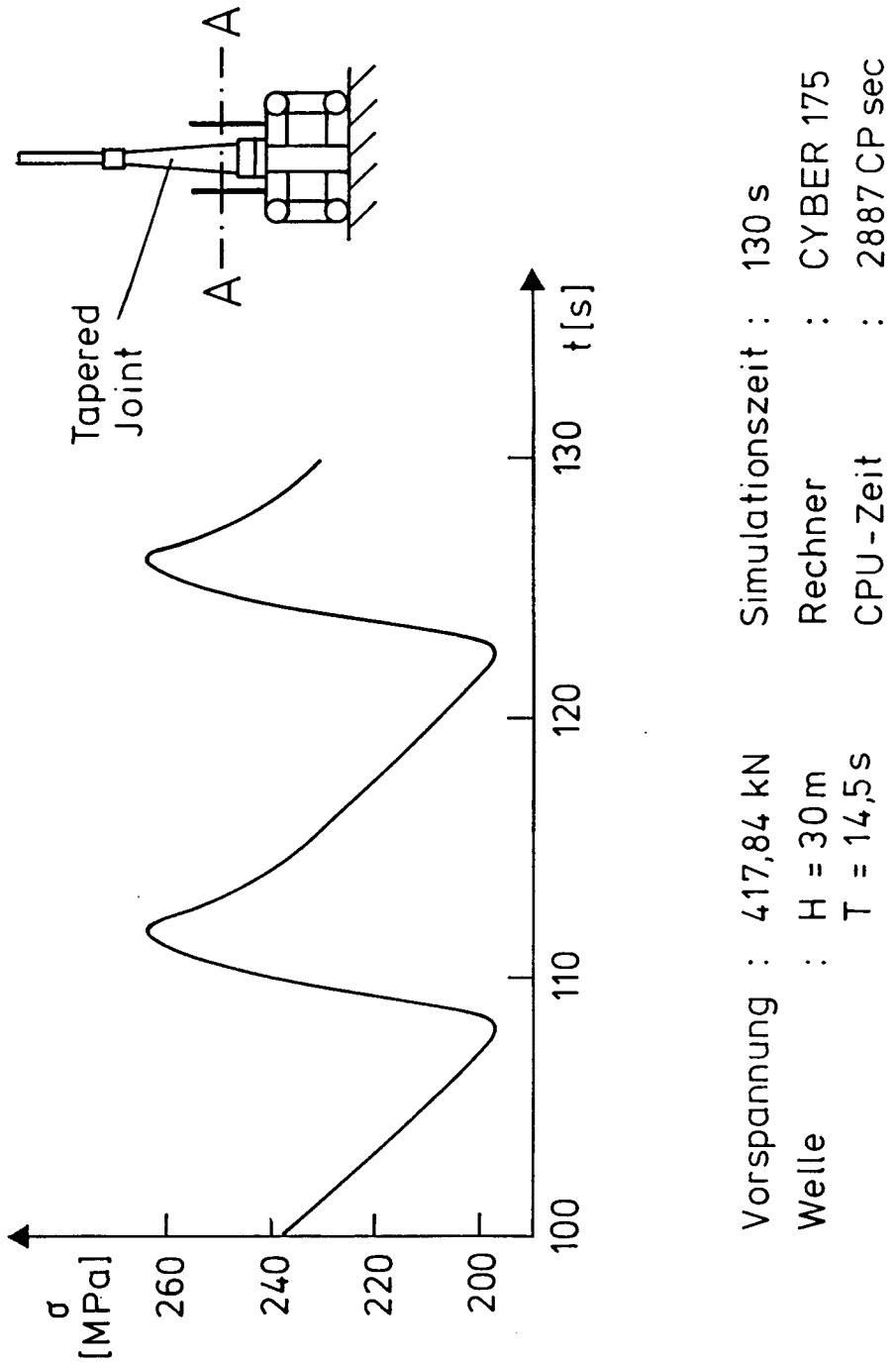


Abb. 5.2.6 Globale Spannung am Querschnitt A-A des Tapers des Produktionsrisers. Lastfall 1

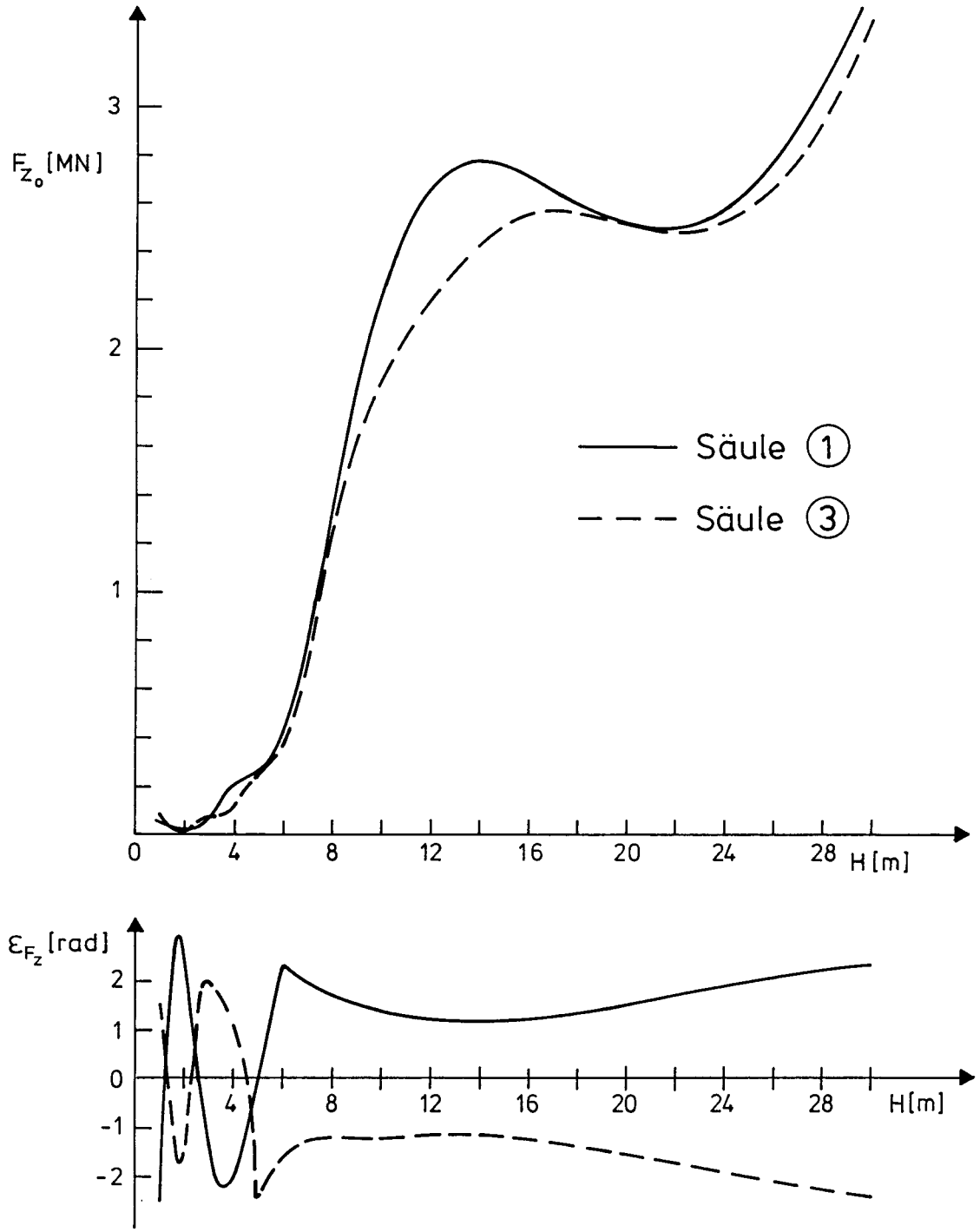


Abb. 5.2.7 Abhängigkeit der Tendonkraft-Amplituden von der Wellenhöhe

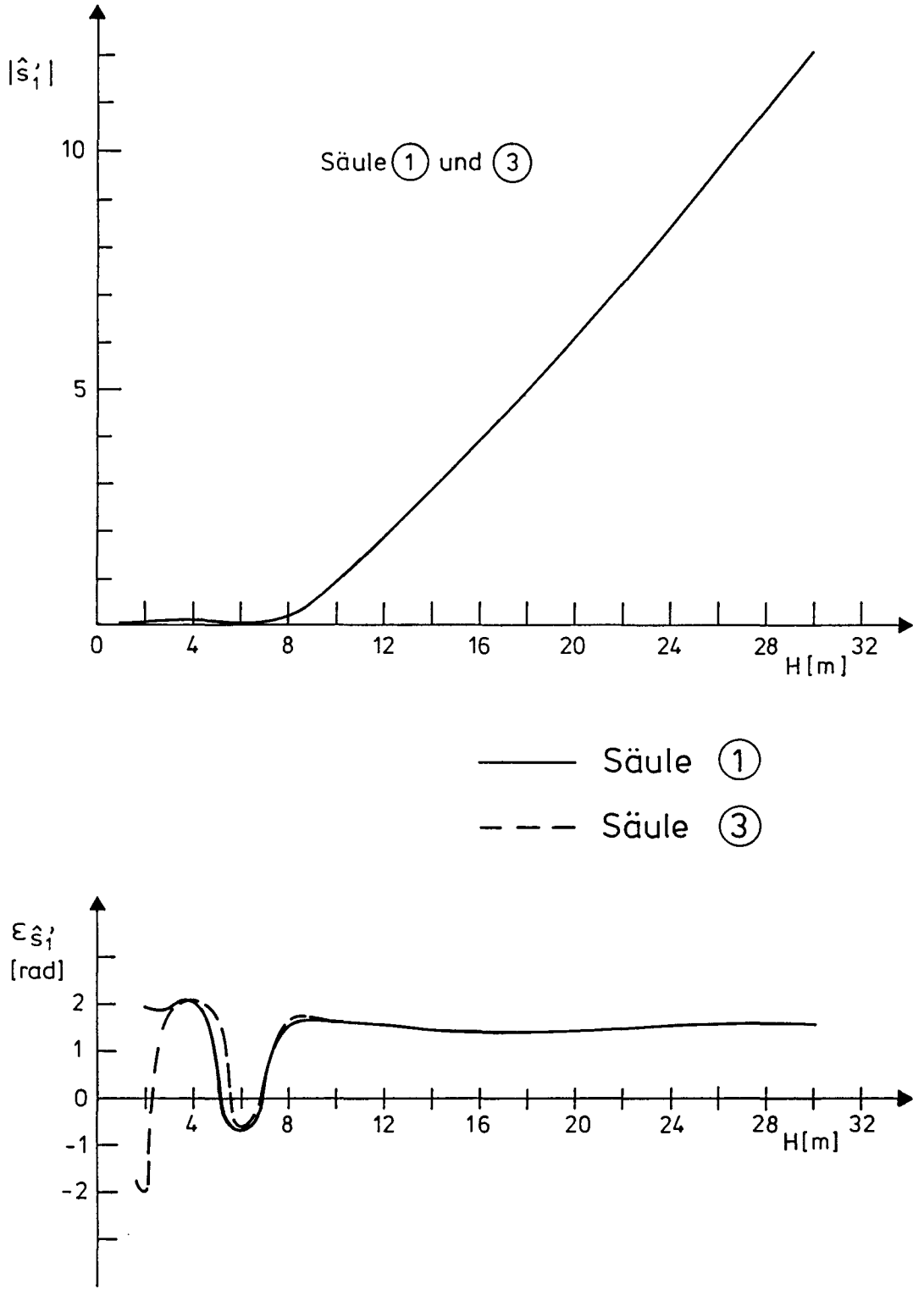


Abb. 5.2.8 Abhängigkeit der Amplituden der Horizontalbewegung der oberen Endpunkte der Tendons von der Wellenhöhe

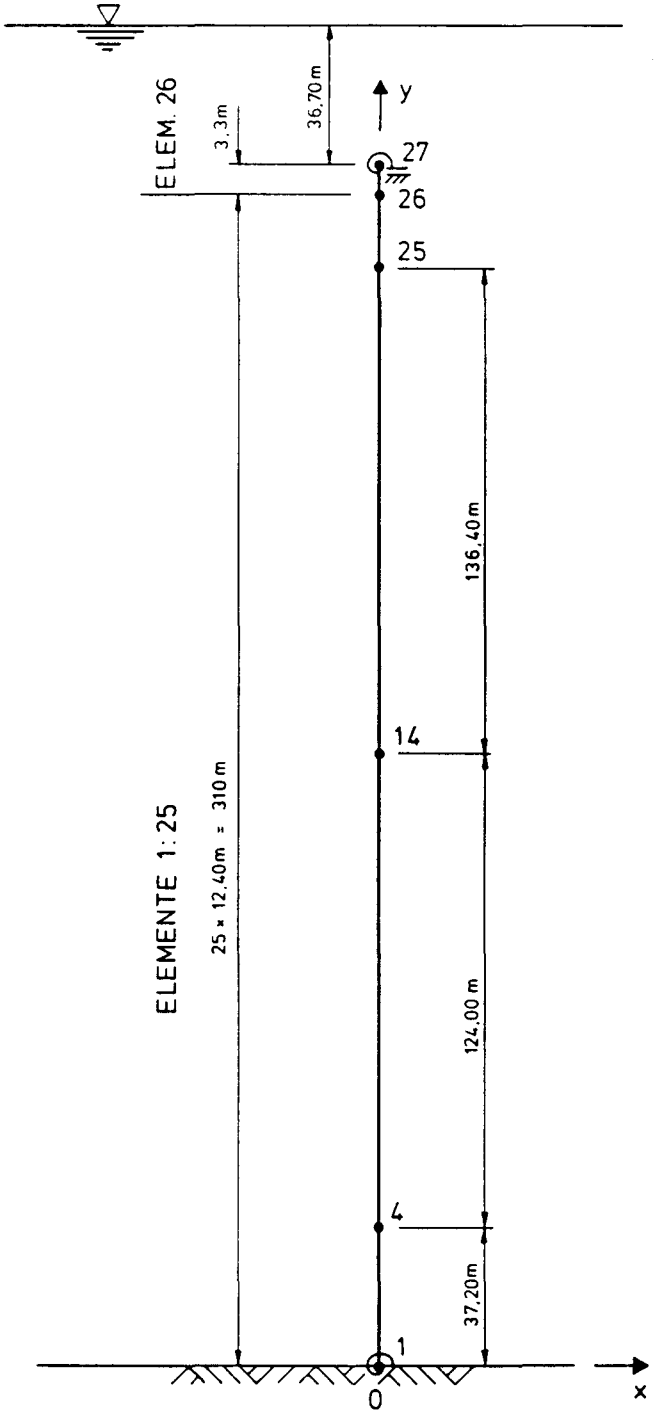


Abb. 5.2.9 Das Finite-Elemente-Modell eines Tendons

Tabelle 5.2.5

Instationäre Belastungsgrößen für die dynamische Analyse eines Tendons an Säule 3

Welle				Zugbelastung		Surge-Bewegung	
H	λ	T	t_{sim}	Maximum	Minimum	Amplitude	Phase
$[m]$	$[m]$	$[s]$	$[s]$	$[kN]$	$[kN]$	$[m]$	$[Grad]$
28	448	16.94	150	15905	10025	10.85	89.39
26	416	16.32	150	15630	10300	9.62	89.38
24	384	15.68	140	15485	10445	8.45	88.81
20	320	14.32	130	15465	10465	6.17	88.41
16	256	12.80	115	15515	10415	3.92	88.18
12	192	11.09	100	15137	10793	1.86	89.38
8	128	9.05	80	14225	11705	0.18	94.82
4	64	6.40	60	13074	12856	0.12	118.60

Tabelle 5.2.6

Spannungen im Rohrquerschnitt des obersten Tendon-Elements an Säule 3

Welle				Gesamtspannung		Doppelamplitude
H	λ	T	t_{sim}	Maximum	Minimum	$\Delta\sigma$
$[m]$	$[m]$	$[s]$	$[s]$	$[MPa]$	$[MPa]$	$[MPa]$
28	448	16.94	150	302.64	185.32	117.32
26	416	16.32	150	296.92	190.90	106.02
24	384	15.68	140	293.44	194.45	98.99
20	320	14.32	130	291.41	196.17	95.24
16	256	12.80	115	290.93	196.70	94.23
12	192	11.09	100	282.52	205.08	77.44
8	128	9.05	80	266.30	222.27	44.03
4	64	6.40	60	246.50	242.26	4.24

t_{sim} Simulationszeit in $[s]$

5.3 Bewertung der Ergebnisse in Hinblick auf die Bemessung von Risern und Tendons

Als Grundlage für die Bewertung der dynamischen Analyse von Risern und Tendons können die Entwurfsrichtlinien des API [84] angenommen werden.

Sowohl die Lastannahmen als auch die Methode der Berechnungen erfüllen die Forderungen des API.

Die Analysen der Riser beziehen sich laut [84] auf den sog. Drilling bzw. Production Mode. Unter der Annahme des Stahls HY 80 als Riser-Material erhält man den zulässigen Wert der Nennspannungen in Risern von 370 MPa.

Die in den Tabellen 5.2.1 und 5.2.3 angegebenen Spannungen sind als Nennspannungen im Sinne des API zu interpretieren. Man sieht, daß der Grenzwert im Falle beider untersuchter Riser nicht erreicht wird.

Außer der globalen Analyse sind nach API die lokalen Analysen der Riserkomponenten nach vorgegebenen , getrennten Richtlinien erforderlich. Der Bestimmung der Komponentenbelastung können die Ergebnisse der globalen Berechnungen zugrunde gelegt werden.

Für die Drehwinkel an den Riserendpunkten werden keine Grenzwerte vorgegeben. Als Richtwerte gibt das API für das untere Gelenk ("lower ball joint") des Drilling-Risers in Abhängigkeit von Betriebsbedingungen folgende zulässige Winkel an:

- Normal Drilling: 2°
- Limited Drilling: 4°
- Suspended Operations (No Drilling) : 9°

Anhand der Tabelle 5.2.1 läßt sich abschätzen , daß die erforderliche Vorspannkraft des Drilling-Risers größer als 1400 kN sein muß.

Im Falle von Tendons werden als Nennspannungen die Spannungen im Rohrquerschnitt definiert. Für den Stahl HY 80 ergibt sich die zulässige Nennspannung in Tendons zu 425 MPa. Aus Tabelle 5.2.6 geht hervor, daß der Grenzwert in allen untersuchten Lastfällen nicht erreicht wird. Ausschlaggebend für die Bemessung von Tendons des Hutton-Typs sind jedoch die Spannungen im Bereich der Verbindungselemente, wie in Abschnitt 6 gezeigt wird. Der zulässige Wert für die lokalen Biegespannungen ist für die untersuchten Tendons gleich 653 MPa.

Die Ergebnisse der dynamischen Analyse von Risern und Tendons bilden darüber hinaus eine Grundlage für die Ermittlung der Beanspruchung anderer Untersysteme infolge ihrer Wechselwirkung mit dem Riser- bzw. dem Verspannungssystem. So kann z.B. aufgrund der instationären Reaktionskräfte an den unteren Enden der Tendons die Belastung des Fundaments ("foundation template") bestimmt werden.

6 Lebensdaueranalyse von Tendons

6.1 Umweltbedingungen und Lastannahmen für die Abschätzung der Lebensdauer von Tendons

Eine zuverlässige Seegangsstatistik des Einsatzgebiets ist eine der wichtigsten Voraussetzungen für die Lebensdaueranalyse der Komponenten eines TLP-Systems. Falsche Annahmen können unter Umständen zu gravierenden Entwurfsfehlern und im Endeffekt zu ernsten Unfällen infolge des Versagens solch wichtiger Strukturkomponenten wie Tendons oder Knotenverbindungen zwischen Säulen, Pontons und Deckskonstruktion führen.

Aus diesem Grunde ist für den untersuchten Nordsee-Entwurf [19] eine umfangreiche Studie der zutreffenden Langzeitstatistiken der Umweltbedingungen durchgeführt worden. Die Einzelheiten sind in der Literaturquelle [93] enthalten. Die aus diesen Analysen resultierenden Weibull-Verteilungen der maximalen und der signifikanten Wellenhöhen H und H_s sind in Abb. 6.1.1 dargestellt.

Die Lebensdauerabschätzung erfolgte unter Annahme einer Betriebszeit der TLP von 20 Jahren.

In Abb. 6.1.2 ist die für das Einsatzgebiet gültige kumulative Langzeit-Verteilung der Wellenhöhen H für den Beobachtungszeitraum von 20 Jahren dargestellt. Das Gesamtkollektiv der Wellenhöhen wird hier in Klassen von H mit der Breite $\Delta H = 1.0\ m$ unterteilt.

Die Zuordnung der Wellenhöhen zu den Wellenperioden erfolgte nach dem Prinzip der konstanten Wellensteilheit, die hier nach [36] als $H/\lambda = 1/16$ angenommen wurde. Sie ist in Form der durchgezogenen Kurve in Abb. 6.1.3 gezeigt. Dieser wird eine nach einer empirischen Formel [100] für die nördliche Nordsee definierte Zuordnung gegenübergestellt. Die Zuordnung nach der konstanten Wellensteilheit bildete zusammen mit der kumulativen Verteilung der Wellenhöhen die Grundlage für die Definition der deterministischen Lastfälle in Tabelle 5.2.5.

6.2 Ermittlung der effektiven Spannungsdoppelamplituden im kritischen Querschnitt eines Tendons

Die detaillierten Untersuchungen der Komponenten des Verspannungssystems für den Nordsee-Entwurf [19] haben gezeigt, daß der Bereich des ersten Gewindegangs des Gewindezapfens eines typischen Verbindungselements besonders kritisch und ermüdungsgefährdet ist. Am stärksten belastet sind die Verbindungselemente im oberen Bereich des Systems in unmittelbarer Nähe des Schwimmkörpers.

Auf die Einzelheiten der Dimensionierung dieser Elemente kann hier nicht näher eingegangen werden. Sie werden in der Literaturquelle [93] ausführlich erörtert.

Im folgenden gelten alle Angaben für einen Tendon an Ecksäule 3. Als kritisch erwies sich ein Verbindungselement am Knoten 25 des FE-Modells. Das Modell des Tendons und das kritische Element zeigt Abb. 6.2.1.

Abb. 6.2.2 zeigt einen Extremfall der Nennspannungsverteilung im Kernquerschnitt des Verbindungselements unter statischer Belastung mit einer Zugkraft von 20850 kN und der Vorbelastung durch ein Anziehungsmoment gleich 419 kNm. Die größte Zugspannung

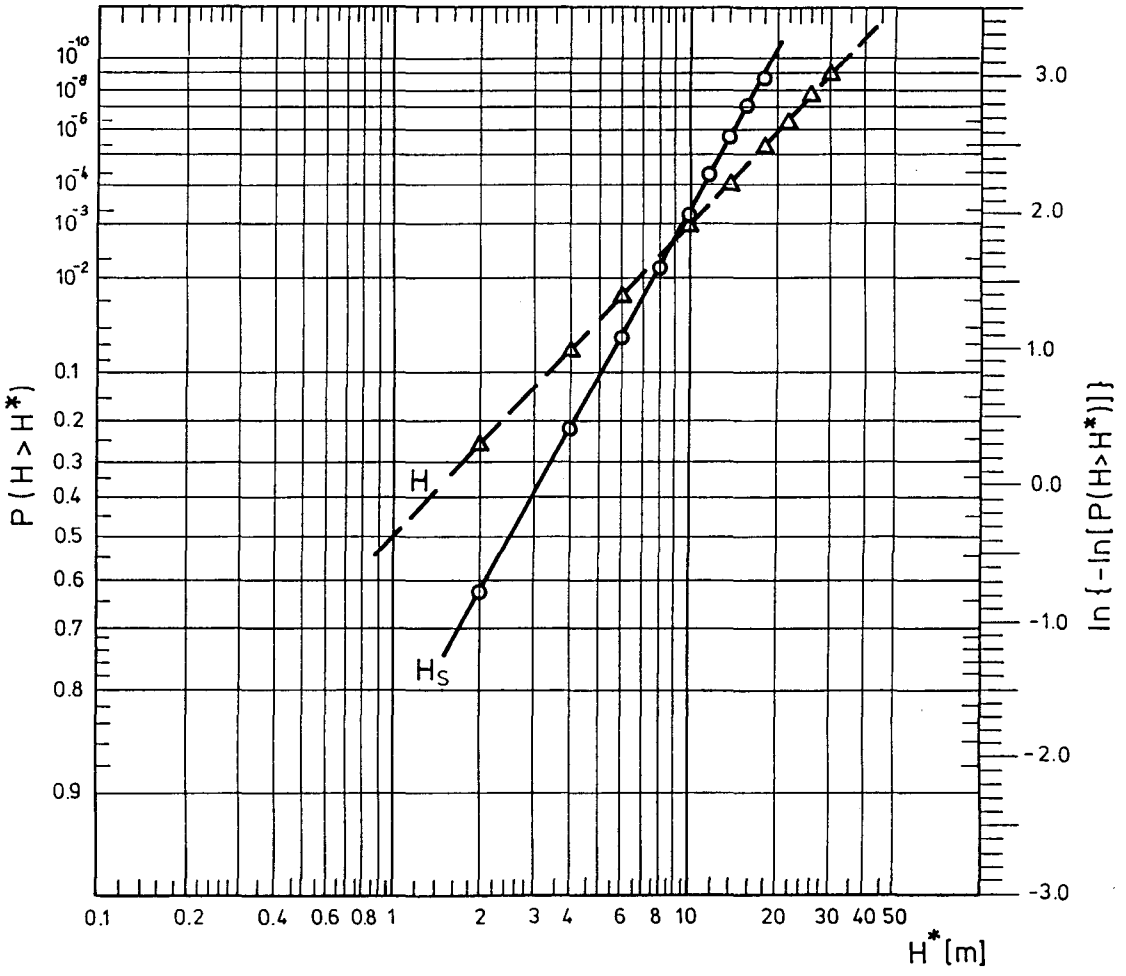


Abb. 6.1.1 Langzeit-Verteilungen der maximalen und der signifikanten Wellenhöhen H und H_s für das Einsatzgebiet

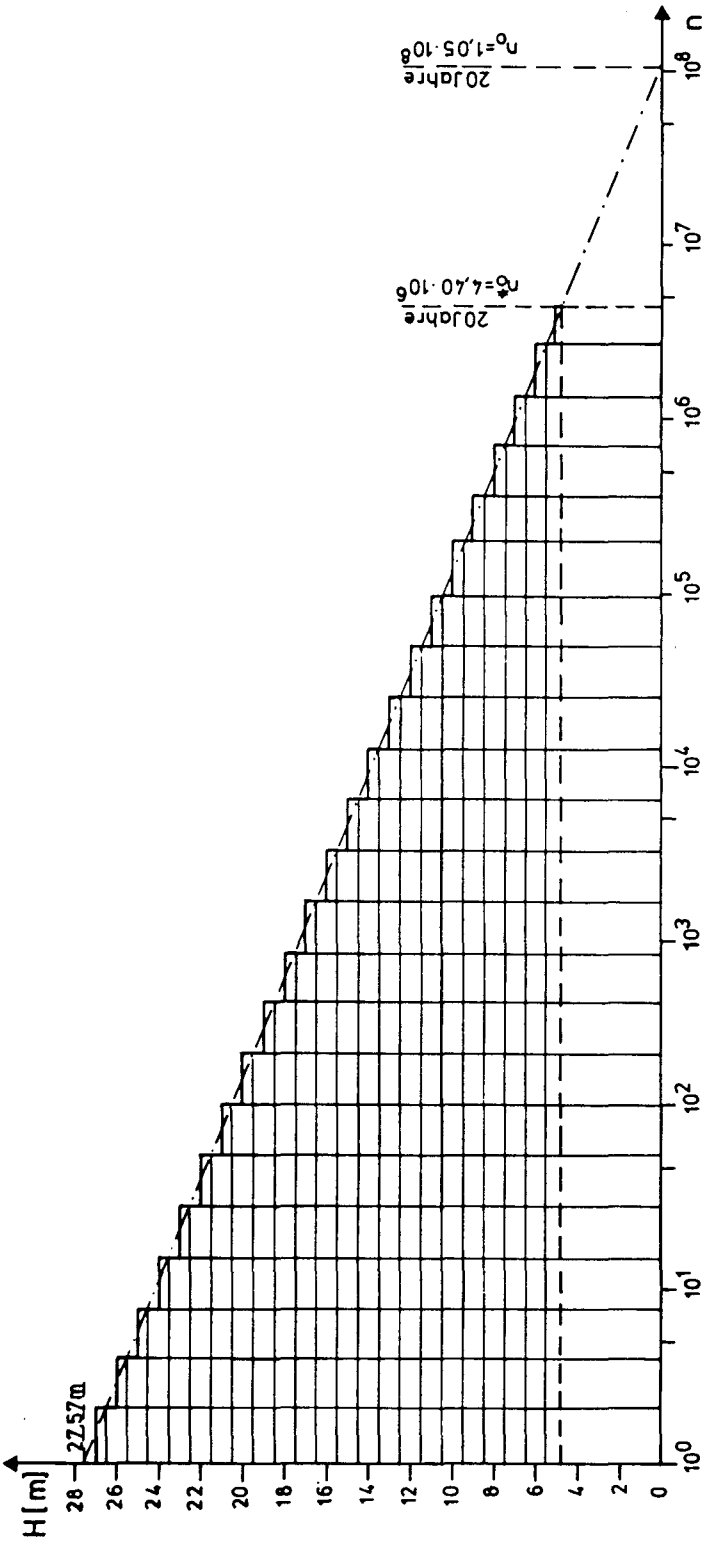
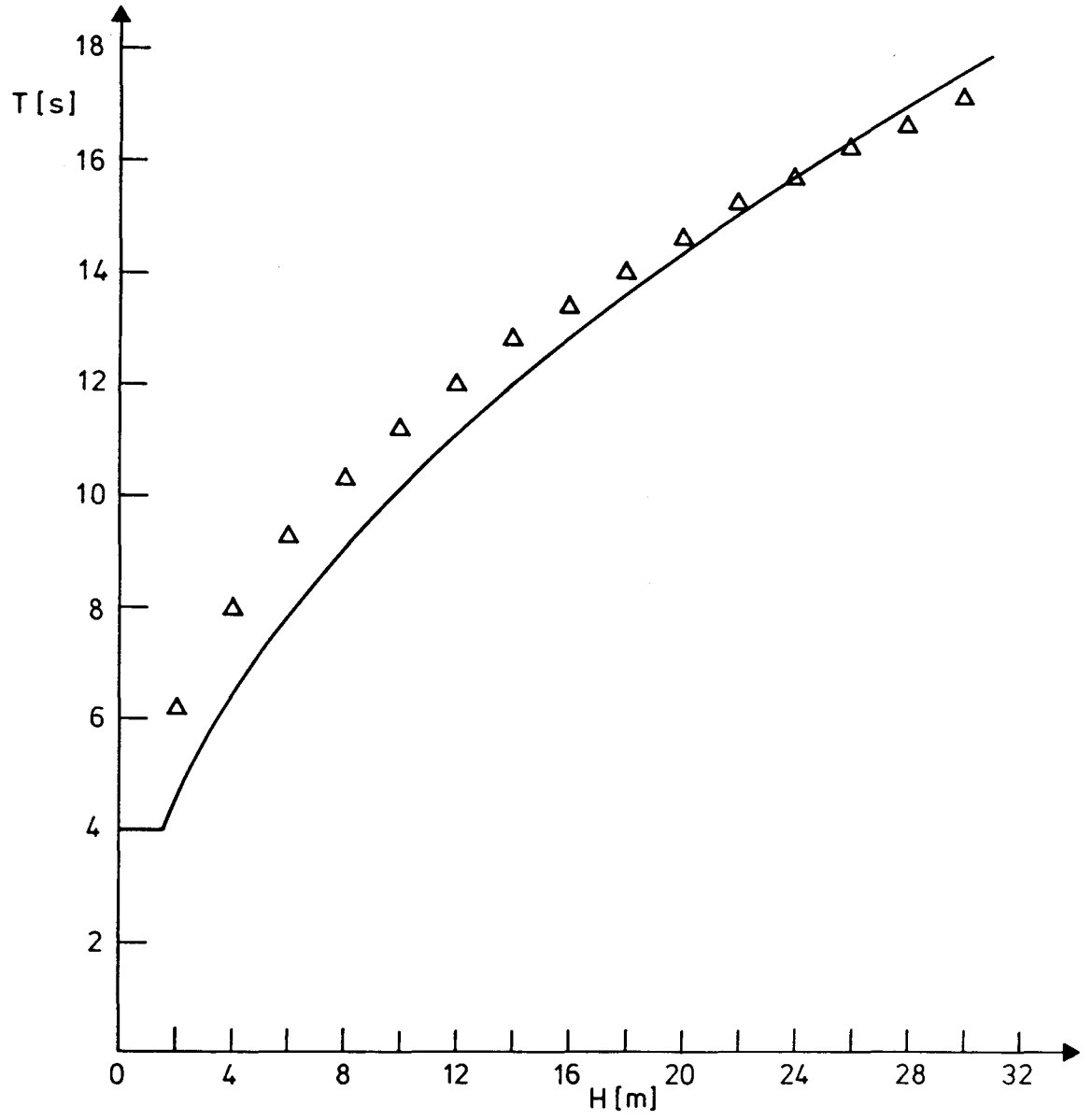


Abb. 6.1.2 Kumulative Verteilung der einzelnen Wellenhöhen



Wellenperioden :

——— T nach der Dispersionsgl. für $H/\lambda = 1/16$, d = 350 m

Δ $T = 0.7 + 4.2\,H^{0.4}$ nach [100]

Abb. 6.1.3 Zuordnung der Wellenperioden zu den Wellenhöhen

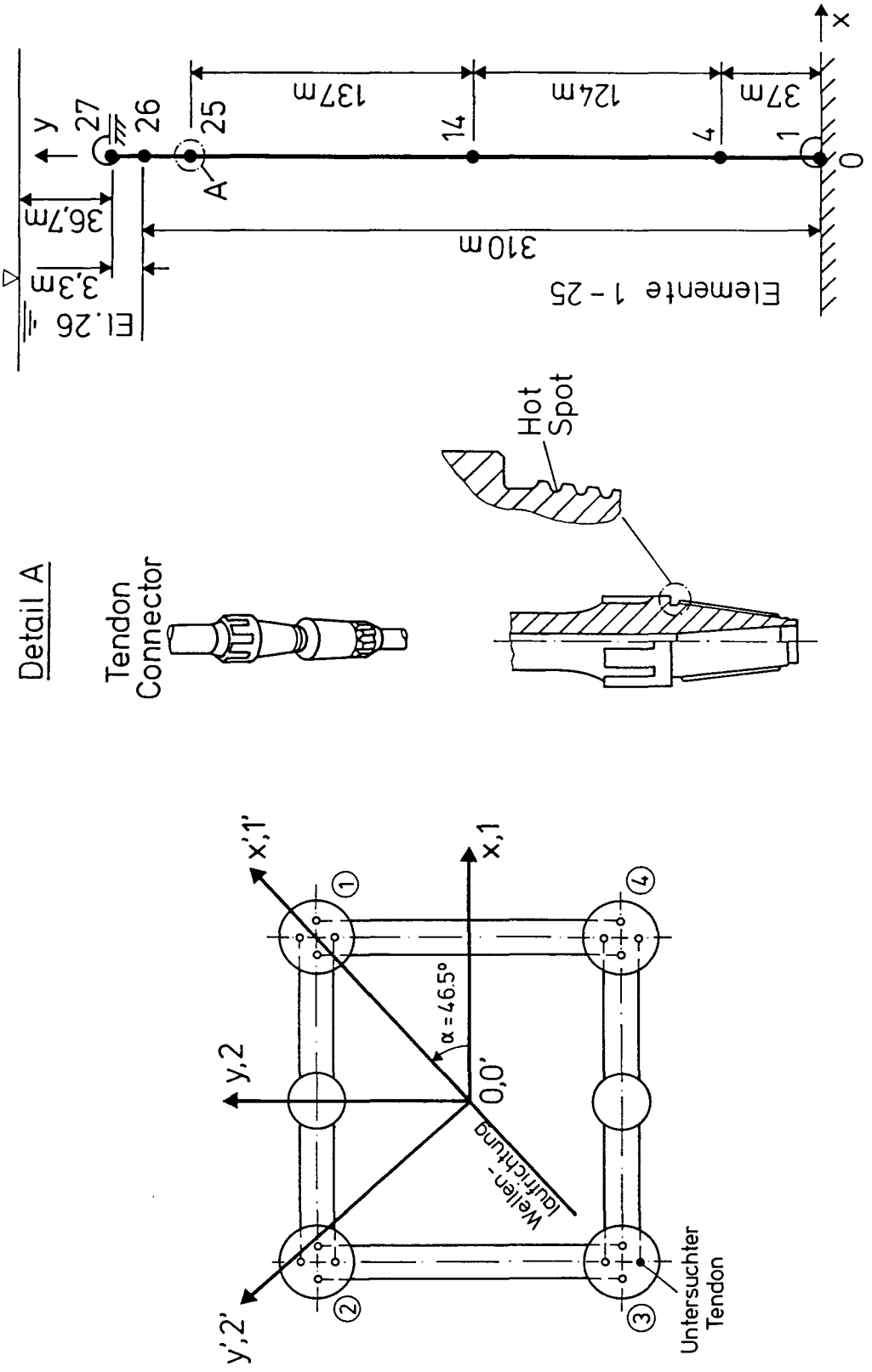


Abb. 6.2.1 Das kritische Element eines Tendons

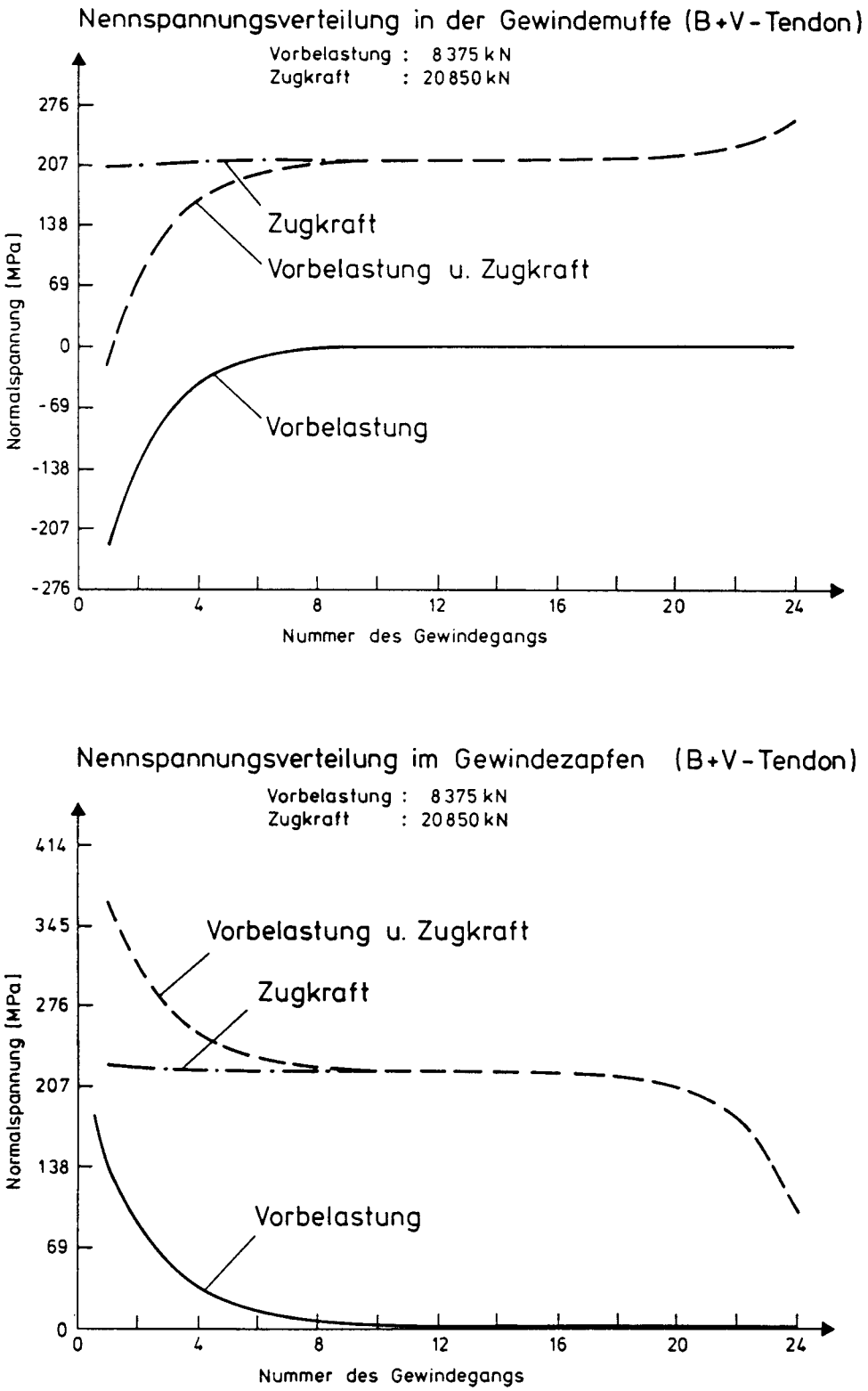


Abb. 6.2.2 Nennspannungsverteilung im Kernquerschnitt des Verbindungselements

tritt am ersten Gewindegang des Gewindezapfens auf und hat den Wert von 362 MPa. Der Anteil aus der Vorbelastung beträgt an dieser Stelle 141 MPa.

Die lokalen Spannungsspitzen an der betrachteten Stelle können jedoch vielfach die Nennspannungen im kritischen Kernquerschnitt überschreiten und dürfen in der Vorentwurfsphase auf keinen Fall außer acht gelassen werden. Denn die Dimensionierung der Verbindungselemente und die des Rohrabschnitts können bei den Tendons des Hutton-Typs nicht getrennt voneinander erfolgen.

Die Nennspannung im kritischen Kernquerschnitt ist nach DnV [101] als Globalspannung σ_{global} zu interpretieren. Die Lokalspannung an der untersuchten Stelle erhält man als Produkt aus σ_{global} und dem globalen Spannungskonzentrationsfaktor wie folgt:

$$\sigma_{local} = SCF_{global}\sigma_{global} \tag{6.2-1}$$

Durch den Spannungskonzentrationsfaktor (SCF) wird näherungsweise die Formwirkung des Gewindes erfaßt. SCF's für Verbindungselemente von Risern und Tendons werden in der Regel mit Hilfe von sehr feinen Finite-Elemente-Modellen untersucht. Über einige Ergebnisse solcher Berechnungen wird beispielsweise in den Quellen [31, 102-104] berichtet.

In der Entwurfspraxis ist bei der Interpretation von Ergebnissen aus solchen Berechnungen stets zu beachten, daß die auf diese Weise ermittelten SCF's nicht nur von der Kleinformgebung im Gewindebereich, sondern auch vom Feinheitsgrad des FE-Netzes stark abhängig sind. Außerdem hat der Wert des Anziehungsmoments Einfluß auf die Spannungskonzentration am "hot spot" [104].

Für die hier besprochenen Untersuchungen wurde der Wert

$$SCF_{global} = 5 \tag{6.2-2}$$

angenommen.

Die Gesamtnennspannung an der kritischen Stelle kann wegen weicher Druckaufnahme in der Gewindemuffe näherungsweise als folgende Summe ausgedrückt werden:

$$\sigma_n = \sigma_{n_1} + \sigma_{n_2} + \sigma_{n_3} \tag{6.2-3}$$

Der erste Anteil ist auf die Forderung der dichten Verbindung zwischen zwei benachbarten Tendonelementen zurückzuführen und bleibt bei einem konstanten Wert des Anziehungsmoments, unabhängig von den anderen Anteilen, zeitlich invariant.

Die Anteile σ_{n_2} und σ_{n_3}, die von den Axialkräften und den Biegemomenten herrühren, sind instationäre Größen. Für die Abschätzung der Lebensdauer sind ihre Mittelwerte $\sigma_{m_2}, \sigma_{m_3}$ und Spannen zwischen den Extremwerten, die hier als Spannungsdoppelamplituden $\Delta\sigma_{n_2}, \Delta\sigma_{n_3}$ bezeichnet werden, von Bedeutung.

Die lokale, effektive Mittelspannung wird wie folgt berechnet:

$$\sigma_{m_{eff}} = SCF_{global}\sigma_m = SCF_{global}\left(\sigma_1 + \sigma_{m_2} + \sigma_{m_3}\right) \tag{6.2-4}$$

Bei der Berechnung der effektiven Spannungsdoppelamplituden müssen zwei Effekte berücksichtigt werden: der Einfluß der Mittelspannung und die Kerbwirkung.

Der Einfluß der Mittelspannung wird nach der Goodman-Relation, die Kerbwirkung mittels des Spannungskonzentrationsfaktors erfaßt. Die effektiven Spannungsdoppelamplituden sind dann folgendermaßen definiert:

$$\Delta\sigma_{eff} = \frac{SCF_{global}}{1 - \frac{\sigma_m}{\sigma_B}} \Delta\sigma_n \tag{6.2-5}$$

wobei:

$$\Delta\sigma_n = \Delta\sigma_{n_2} + \Delta\sigma_{n_3} \tag{6.2-6}$$

und σ_B die minimale Zugfestigkeit des Tendon-Materials für eine glatte Probe ist.

Aufgrund der vom Programm ABAQUS berechneten Zeitverläufe der Axialkräfte und Biegemomente können die Wertepaare $(P_a^{\max}, M_b^{\max})$ und $(P_a^{\min}, M_b^{\min})$ ermittelt werden, die für die kritische Stelle die obere und die untere Grenze des Schwankungsbereichs der Nennspannung ergeben.

Es wurden vier konstruktive Versionen der Tendons untersucht [93]. In Tabelle 6.2.1 sind die interessierenden Schnittgrößen und Nennspannungen für die 4. Version, die sich als ausreichend sicher erwiesen hat, zusammengestellt.

Tabelle 6.2.1

4. Version des Tendons

Schnittgrößen und Nennspannungswerte im kritischen Querschnitt des obersten Verbindungselements eines Tendons an Säule 3 (ABAQUS)

H [m]	T [s]	$P_a^{\max}$ [MN]	$P_a^{\min}$ [MN]	$M_b^{\max}$ [MNm]	$M_b^{\min}$ [MNm]	σ_m [MPa]	$\Delta\sigma_n$ [MPa]
28	16.94	15.96	10.03	-0.1414	-0.0624	142.48	34.18
26	16.32	15.68	10.30	-0.1367	-0.0673	142.46	30.94
24	15.68	15.53	10.45	-0.1319	-0.0725	142.46	29.03
20	14.32	15.50	10.47	-0.1237	-0.0799	142.43	28.29
16	12.80	15.55	10.42	-0.1164	-0.0875	142.43	28.38
12	11.09	15.16	10.81	-0.1074	-0.0963	142.43	23.66
8	9.05	14.25	11.72	-0.1050	-0.1040	142.51	13.59
4	6.40	13.10	12.88	-0.1057	-0.1034	142.54	1.25

Zusätzlich zu den ABAQUS-Berechnungen wurden dieselben Lastfälle mit Hilfe des Programms RISER-FE zur nichtlinearen statischen und dynamischen Analyse linienartiger meerestechnischer Strukturen [99] nachgerechnet. Abb. 6.2.3 zeigt die auf der Basis der beiden Verfahren und der Gl. (6.2-5) ermittelte Abhängigkeit der effektiven Spannungsdoppelamplitude von der Wellenhöhe.

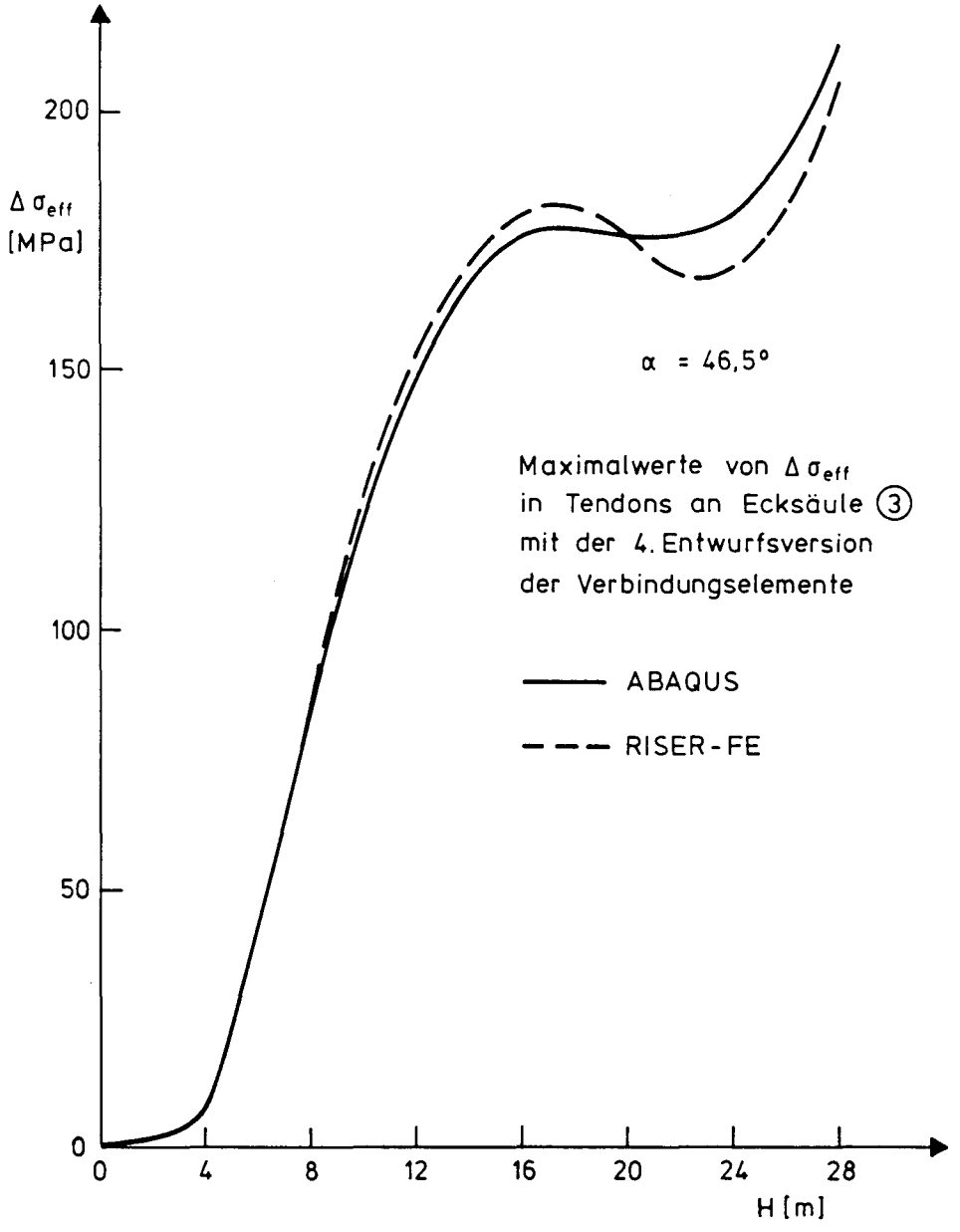


Abb. 6.2.3 Abhängigkeit der effektiven Spannungsdoppelamplituden von der Wellenhöhe

6.3 Abschätzung der Lebensdauer der Tendons

Wegen der vorhandenen Nichtlinearität des Problems wurde die Abschätzung der Lebensdauer der Tendons nach dem deterministischen (diskreten) Verfahren durchgeführt [105, 106].

Die Analyse erfolgt auf der Basis der linearen Schadensakkumulationshypothese von Palmgren-Miner. Im Rahmen dieses Verfahrens wird die Struktur durch die einzelnen (individuellen) Wellen belastet, die in Form der kumulativen Verteilung, Abb. 6.1.2, gegeben sind.

Eine Analyse der Zeitverläufe der Schnittkräfte zeigte, daß sich die Extremwerte $P_a^{\max}$ und $P_a^{\min}$ sowie $M_b^{\max}$ und $M_b^{\min}$ mit der jeweiligen Wellenperiode wiederholen. Die auf die Anwesenheit von Schwingungskomponenten höherer Ordnung zurückzuführenden Oszillationen hatten meistens zeitlich-lokalen Charakter. Ihre relativen Amplituden waren deutlich kleiner als die Amplituden der Grundschwingung, so daß die Mittelwerte innerhalb einer Wellenperiode nicht häufiger als zweimal erreicht wurden.

In diesem Fall kann man annehmen, daß die Anzahl der Lastwechsel gleich der Anzahl der Wellen in der gesamten Betriebszeit ist.

In der Entwurfspraxis ist aber die Signifikanz der höheren Schwingungskomponenten zu überprüfen, bevor eine Entscheidung über die Zuordnung zwischen der Anzahl der Wellen und der der Lastwechsel getroffen wird.

Aufgrund der Abb. 6.1.2 und 6.2.3 können für die Betriebszeit der TLP Histogramme der effektiven Spannungsdoppelamplituden $n_i\,(\Delta\sigma_{eff_i})$ erstellt werden.

Die Bruchlastspielzahlen $N_i\,(\Delta\sigma_{eff_i})$ wurden unter Zugrundelegung der DnV-Class B-Kurve mit Korrosionsschutz [101] als Wöhler-Linie für die Vorentwurfsphase ermittelt. Eine Verifizierung der Anwendbarkeit dieser auf statistischen Daten basierenden und für nicht geschweißte Strukturelemente geltenden Wöhler-Linie hatte gezeigt, daß die DnV-Linie die untere Grenze der in Bezug auf die Konstruktion von TLP-Tendons an vielen Stellen experimentell ermittelten Abschnitte der Wöhler-Linien bildet. Eine Reihe solcher Vergleiche enthält der Bericht [93].

Die Lebensdauer wird wie folgt berechnet:

$$L \;=\; \frac{T_{ges}}{D_{ges}} \tag{6.3-1}$$

wobei T_{ges} den betrachteten Zeitraum und D_{ges} den Gesamtschädigungsgrad im Zeitraum T_{ges} bezeichnet.

D_{ges} kann in diskretisierter Form (Ersetzen der stetigen Häufigkeitsverteilung durch eine Treppenlinie) durch folgende Summe ausgedrückt werden:

$$D_{ges} \;=\; \sum_i D_i \;=\; \sum_i \frac{n_i}{N_i} \tag{6.3-2}$$

Hierin sind

n_i Anzahl der Lastwechsel mit der Spannungsdoppelamplitude $\Delta\sigma_{eff_i}$ in T_{ges},
N_i die der Doppelamplitude $\Delta\sigma_{eff_i}$ entsprechende Bruchlastspielzahl aus der Wöhler-Linie

Nach den Richtlinien des API [84] soll der Gesamtschädigungsgrad D_{ges} unter der Bedingung des intakten Zustands und der Einsatzdauer der TLP von 20 Jahren den Wert $D_{zul} = 0.25$ nicht überschreiten.

Die Anzahl aller zur Gesamtschädigung beitragenden Lastwechsel beträgt im Falle der 4. Version des Tendons

$$n_{ges} = 2.7 \cdot 10^6$$

Die errechneten Gesamtschädigungsgrade und Lebensdauern sind hier abhängig von der verwendeten Methode der dynamischen Analyse.

Es ergeben sich folgende Werte:

ABAQUS : $D_{ges} = 0.1178,\ L = 171\ Jahre$
RISER-FE : $D_{ges} = 0.1216,\ L = 153\ Jahre$

6.4 Bewertung der Ergebnisse in Hinblick auf Konstruktion und Bemessung von TLP-Tendons

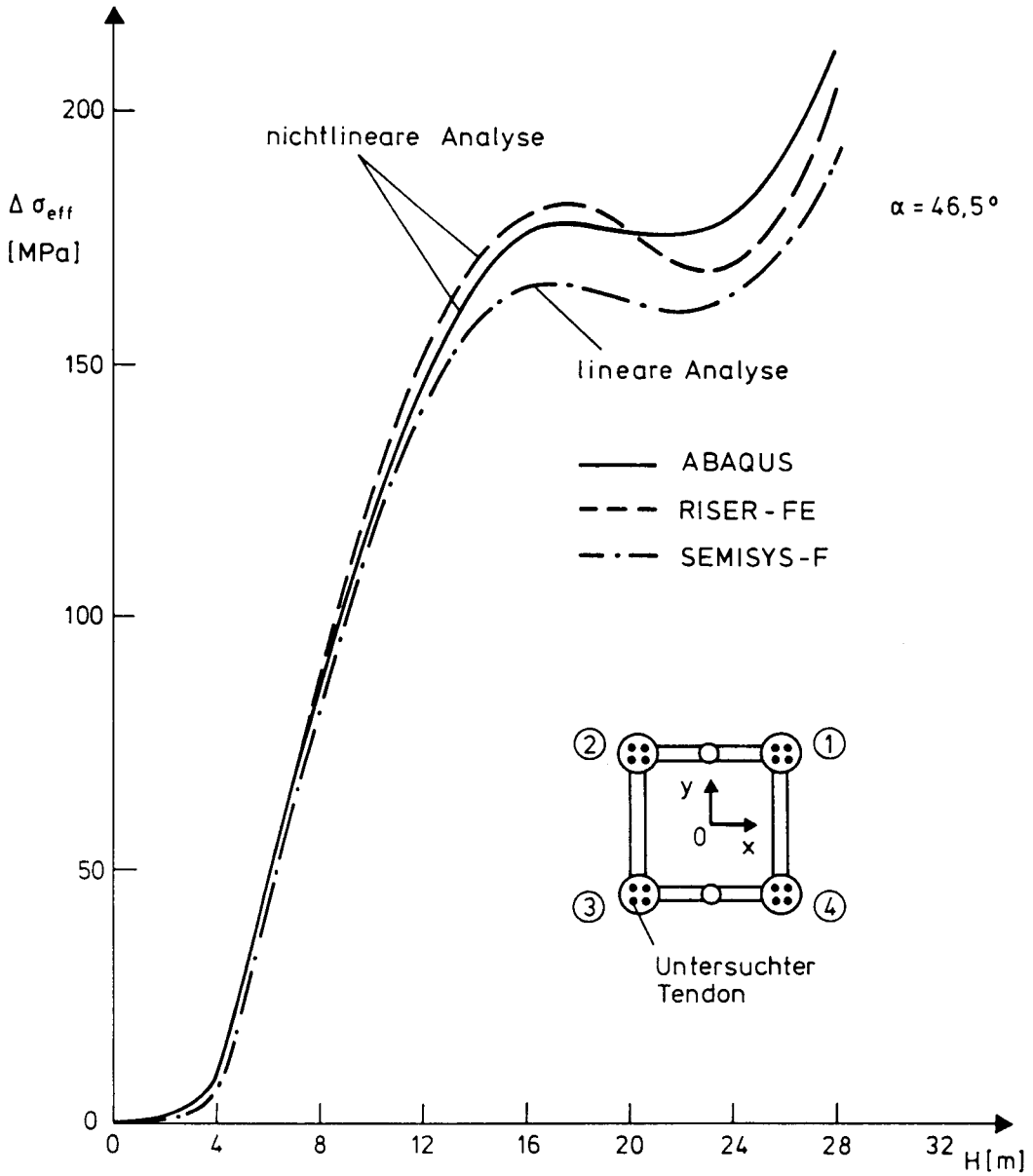
Berechnet man die Lebensdauer der Tendons anhand der im Rohrabschnitt auftretenden Spannungen, erhält man eine Lebensdauer von $8 \cdot T_{ges}$. Die Versuchsergebnisse der Conoco, Inc. haben gezeigt, daß die Lebensdauer der Rohrabschnitte ungefähr zweimal größer als die der Verbindungselemente ist.

In Abb. 6.4.1 sind die Abhängigkeiten der effektiven Spannungsdoppelamplituden von der Wellenhöhe einander gegenübergestellt, die einerseits auf dem Wege der nichtlinearen dynamischen Analyse und andererseits aufgrund der Tendonkraft- Amplituden aus der linearen Analyse des Seeverhaltens ermittelt worden sind. Letztere Näherung wird oft in der Vorentwurfsphase bei der Lebensdauerabschätzung verwendet, um die rechenzeitintensiven nichtlinearen Analysen zu vermeiden.

In dem hier präsentierten Beispiel liegen die Unterschiede zwischen den effektiven Spannungsdoppelamplituden unterhalb 10 %.

Die vereinfachten Spannungsberechnungen haben aber eine Überbewertung der Lebensdauer bis zu 30 % im Vergleich zu der Lebensdauer, die aufgrund der Ergebnisse der nichtlinearen Berechnungen geschätzt wurde, zur Folge.

Benutzt man in der Vorentwurfsphase die einfache Abschätzungsmethode, dann soll man mindestens näherungsweise den Biegeeinfluß und den Einfluß der nichtlinearen Effekte berücksichtigen. Denn die Spannungsunterschiede können unter Umständen größer sein als im diskutierten Fall.



Rechnerische Lebensdauer des Tendons:

Nichtlineares Modell	:	153 bzw. 171 Jahre
Lineares Modell	:	216 Jahre
TLP-Betriebszeit	:	20 Jahre

Abb. 6.4.1 Gegenüberstellung der Ergebnisse der nichtlinearen und linearisierten Spannungsanalyse

Absolut unzulässig ist die Abschätzung der Lebensdauer von Tendons des Hutton-Typs unter Zugrundelegung der Nennspannungswerte.

Empfehlenswert ist dagegen die Durchführung der nichtlinearen dynamischen Analysen des Entwurfs mit Hilfe von zwei oder mehreren alternativen Rechenprogrammen, die möglichst auf verschiedenen theoretischen Rechenmodellen aufgebaut sind und in denen unterschiedliche numerische Verfahren zur Aufstellung und Lösung der nichtlinearen Bewegungsgleichungen eingesetzt werden.

Auch die Art der Modellierung der äußeren Lasten und Randbedingungen kann sich auf die rechnerischen Ergebnisse auswirken. Die Berechnungen mit RISER-FE erfolgten nach dem Prinzip des effektiven Gewichts, während bei den ABAQUS-Berechnungen die hydrostatischen Außen- und Innendrücke explizit in Abhängigkeit von der aktuellen Konfiguration errechnet wurden.

In den fortgeschrittenen Entwurfsphasen werden oft bruchmechanische Berechnungen in die Analyse des Verspannungssystems herangezogen (vgl. z.B. [107]).

Bei der Verwendung einfacherer Methoden der Betriebsfestigkeitskontrolle, wie z.B. Abschätzungen mit Hilfe des modifizierten Goodman-Diagramms [93], wird große Vorsicht bei der Wahl der Faktoren, die den Einfluß der Oberflächen-Rauhigkeit, der Bauteilgröße oder der Spannungskonzentration erfassen sollen, angeraten. Diese Methoden haben oft den Nachteil, daß sie keine Bestimmung der Lebensdauer ermöglichen.

Im Rahmen der Berechnungen wurde der Einfluß der Vorbelastung der Verbindungselemente durch das Anziehungsmoment als auch jener der Zugfestigkeit des Materials auf die effektiven Spannungen im kritischen Querschnitt untersucht. Es wurde festgestellt, daß die Herabsetzung des Anziehungsmoments um etwa 1/3 eine Reduzierung der effektiven Spannungsdoppelamplituden um weniger als 10 % bewirkt. Einen ähnlichen Effekt hat die Erhöhung der Zugfestigkeit des Tendon-Materials um 30 %. Berechnungen haben eindeutig gezeigt, daß die wirksamste Maßnahme zur Reduzierung der effektiven Spannungsdoppelamplituden eine Vergrößerung des kritischen Nennquerschnitts im Gewindebereich ist. Die Auswirkungen der Kleinformgebung auf die örtlichen Spannungsspitzen im Gewinde sind wegen der schon erwähnten Unsicherheiten der lokalen Analyse nach der FE-Methode nur begrenzt nachvollziehbar.

7 Parameterstudien

7.1 Ziel der Parameterstudien

Ergebnisse der Parameterstudien stellen in den ersten Entwurfsphasen einer TLP, in denen die Hauptparameter noch nicht endgültig festgelegt sind, sondern in der Suche nach einer optimalen Lösung variiert werden müssen, ein sehr nützliches Hilfsmittel dar.

Das Ziel der durchgeführten systematischen Berechnungen lag darin, den Einfluß der Änderungen der einzelnen Entwurfsparameter auf die Charakteristika des Systems und auf das Seeverhalten zu untersuchen.

Darüber hinaus konnten aufgrund der festgestellten Änderungen des Bewegungsverhaltens und der Tendonkräfte weitere Schlußfolgerungen in Hinblick auf die Sicherheit des Systems, Strukturbelastung sowie Lebensdauer von Tendons gezogen werden.

Die Abschätzung der Wirtschaftlichkeit der untersuchten Varianten erfolgte wegen mangelnder Erfahrungsdaten lediglich qualitativ. Eine quantitative Auswertung der Ergebnisse könnte ein Gegenstand einer getrennten Studie sein.

Die vollständigen Ergebnisse sind in der Quelle [108] enthalten. Hier können nur einige Beispiele präsentiert werden. Die Studie beschränkte sich auf Plattformen mit rechteckigen Grundrissen und sechs Säulen, die unter den bislang entwickelten Konzepten für die Nordsee am häufigsten vertreten sind.

Untersucht wurden sieben TLP-Schwimmkörper, die sich durch ihre Geometrie voneinander unterscheiden. Für jeden Schwimmkörper, der hier als das kennzeichnende Merkmal der untersuchten Varianten anzusehen ist, wurden systematisch die Trägheitseigenschaften sowie die Parameter des Verspannungssystems variiert, so daß auf der Basis eines Schwimmkörpers mehrere einzelne TLP-Systeme untersucht werden konnten.

Alle Änderungen wurden mittels Entwurfsparamtern wie Nutzlast (Payload), Steifigkeit der Verspannung, Wassertiefe, Schwerpunktlage, Gesamtmasse u.ä. definiert, wodurch der direkte Bezug zur Entwurfspraxis hergestellt war. Ein anderer Weg führte über systematische Variationen der Koeffizienten der Bewegungsgleichungen oder einiger dimensionsloser Paramter, in denen mehrere Entwurfsgrößen über die Ähnlichkeitsgesetze der Mechanik miteinander verknüpft wären. Da es aber hauptsächlich um eine aus der Sicht der Entwurfspraxis möglichst anschauliche Erfassung der Parametereinflüsse und der Änderungstendenzen im Systemverhalten ging, wurde auf die zweite, physikalisch richtigere Vorgehensweise verzichtet.

In Hinblick auf die im Folgenden formulierten Schlußfolgerungen muß darauf aufmerksam gemacht werden, daß alle Aussagen auf den rechnerischen Ergebnissen basieren. Es gibt z.Zt. für Tension-Leg-Plattformen keine Statistiken der Erfahrungswerte, die die theoretischen Aussagen ergänzten bzw. verifizierten. Dies war der Grund dafür, daß die durchgeführte Studie nicht unnötig über die Verifizierungsmöglichkeit hinaus ausgedehnt wurde. Die Parameter der untersuchten Entwurfsvarianten lagen im Bereich der veröffentlichten, oft durch Modellversuche verifizierten Daten aus den an anderen Stellen durchgeführten TLP-Analysen.

7.2 Darstellung der untersuchten Parametervariationen

Den Ausgangspunkt der parametrischen Untersuchungen bildeten hydrodynamische Analysen der Schwimmkörper nach dem Singularitätenverfahren.

Die variierten geometrischen Größen sind in Abb. 7.2.1 definiert und für die sieben untersuchten Schwimmkörper in Tabelle 7.2.1 zusammengestellt, wobei dort nur die Werte der Parameter $b_P, h_P, l_{LP}, l_{QP}, T_P, d_{ES}$ und d_{MS} enthalten sind. B_P, L_P und α können leicht berechnet werden. Aus den Zahlenwerten geht hervor, daß durch die Gegenüberstellung der geometrischen Formen Einflüsse folgender Parameter untersucht werden konnten:

1. TLP R601 BO, TLP R602 BO, TLP R603 BO —
   Einfluß des Plattformtiefgangs T_P,
2. TLP R604 BO, TLP R603 BO, TLP R605 BO —
   Einfluß des Ecksäulen-Durchmessers d_{ES},
3. TLP R606 BO, TLP R605 BO, TLP R607 BO —
   Einfluß der Plattformbreite B_P.

Allgemeiner kann man z.B. sagen, daß durch die Kombination 1 der Einfluß des B_P/T_P-Verhältnisses, durch die Kombination 2 der Einfluß des d_{ES}/d_{MS}-Verhältnisses und durch die Kombination 3 der Einfluß des L_P/B_P-Verhältnisses erfaßt worden ist. Die Länge L_{ES} und die Breite B_{ES} zwischen den Mittellinien der Ecksäulen hatten bei den Schwimmkörpern TLP R601 BO bis TLP R605 BO die gleichen Werte.

Tabelle 7.2.1

Geometrische Parameter der untersuchten TLP-Schwimmkörper

TLP	b_P [m]	h_P [m]	l_{LP} [m]	l_{QP} [m]	T_P [m]	H_P [m]	d_{ES} [m]	d_{MS} [m]
R601 BO	8	12	25	50	28	50	14	12
R602 BO	8	12	25	50	32	54	14	12
R603 BO	8	12	25	50	36	58	14	12
R604 BO	8	12	26	52	36	58	12	12
R605 BO	8	12	24	48	36	58	16	12
R606 BO	8	12	24	40	36	58	16	12
R607 BO	8	12	24	56	36	58	16	12

Die Idealisierung der benetzten Oberfläche für die hydrodynamischen Analysen basierte auf dem in Abb. 2.1.5 dargestellten hydrodynamischen Modell, das hinsichtlich der Geometrie der untersuchten Schwimmkörper entsprechend verzerrt wurde.

Die Massenverteilung der Plattformstruktur konnte anhand der Daten des Nordsee-Entwurfs [19] in jedem Fall schätzungsweise ermittelt werden.

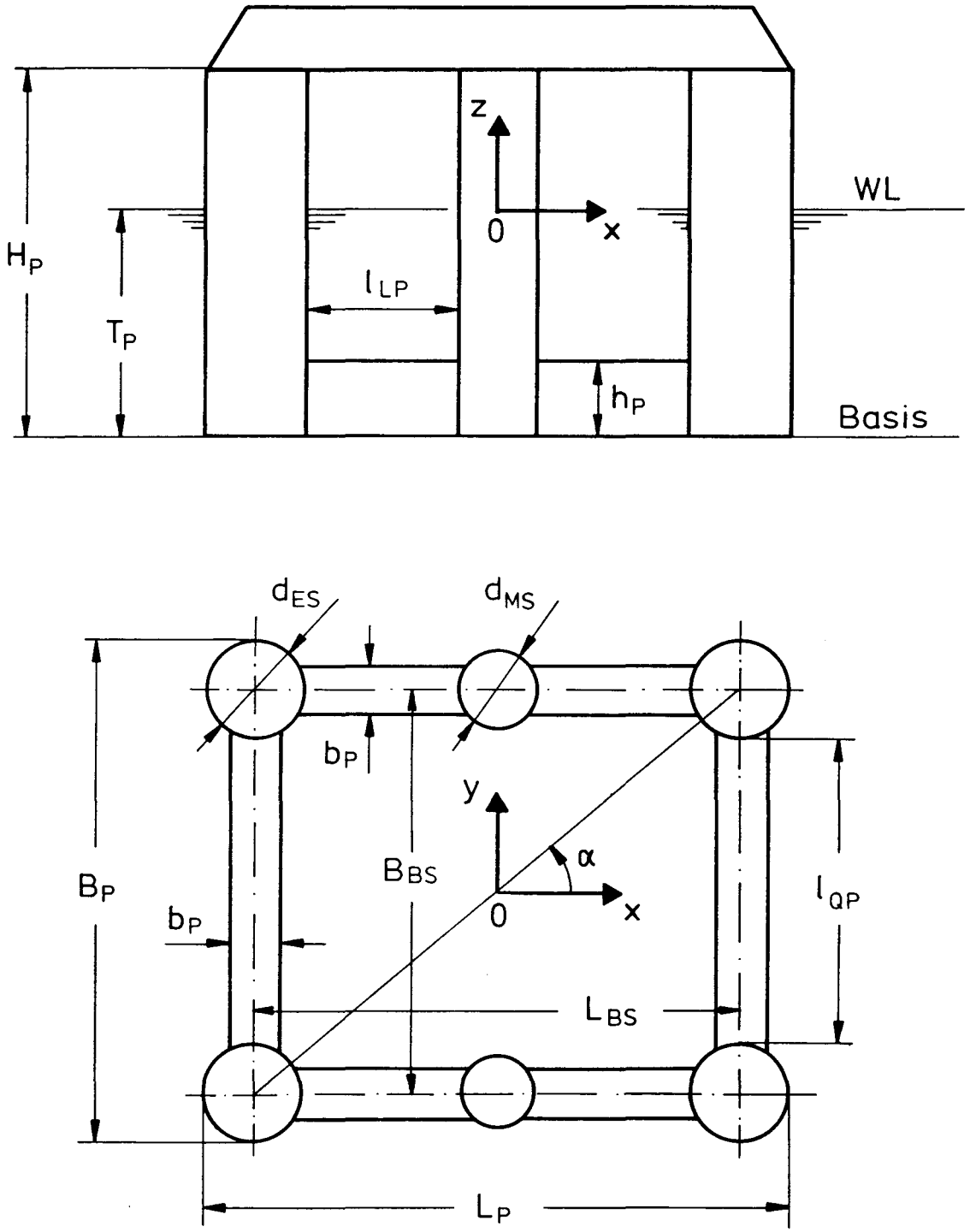


Abb. 7.2.1 Geometrische Parameter der untersuchten Schwimmkörper

Als Bezugswassertiefe wurde der Wert $d_0 = 350\ m$ angenommen. Alle Plattformen sollten mit Hilfe von 16 Tendons des Hutton-Typs verankert werden. Der Elastizitätsmodul des Tendonmaterials war gleich

$$E = 2.07 \cdot 10^8 \frac{kN}{m^2} \tag{7.2-1}$$

Der Bezugswert für den wirksamen Querschnitt eines Tendon-Bündels betrug wie beim Nordsee-Entwurf [19]:

$$A_0 = 0.21927\ m^2. \tag{7.2-2}$$

Um den Einfluß der Nutzlast (Payload) auf das Seeverhalten des Gesamtsystems zu ermitteln, wurde jeder Schwimmkörper vorerst in Nennwassertiefe d_0 mit Hilfe von Tendons des Nennquerschnitts A_0 verankert und unter der Annahme unterschiedlicher Payload-Massen, die im Bereich von 4000 bis 20000 t lagen, untersucht.

Entsprechend den Änderungen der Gesamtmasse und der Schwerpunktlage der Plattform änderten sich die Werte der Elemente der Trägheits- und der Rückstellmatrix des Systems (vgl. Abschnitt 3.1).

Darüber hinaus wurden Berechnungen bei systematisch variierter Gesamtmasse und fester Schwerpunktlage sowie bei konstanter Gesamtmasse und veränderlichem Schwerpunkt durchgeführt.

Der Einfluß der Steifigkeitseigenschaften des Verspannungssystems wurde einerseits auf dem Wege der systematischen Änderungen der Wassertiefe d und andererseits durch die Variation des wirksamen Querschnitts der Tendon-Bündel A erfaßt. Da die variierten Wassertiefen groß waren (250 bis 1000 m) , konnte der Einfluß der Wassertiefe d auf die hydrodynamischen Charakteristika der Schwimmkörper außer acht gelassen werden.

Außerdem wurde der Einfluß der Geometrie des Schwimmkörpers auf das Bewegungsverhalten und die Tendonkräfte untersucht. Hierbei waren die Gesamtmassen und die Schwerpunktlagen der verglichenen, geometrisch unterschiedlichen Plattformen gleich gesetzt. Die Berechnungen erfolgten für dieselben Schwimmkörper-Kombinationen, wie es bei den hydrodynamischen Analysen der Fall war.

7.3 Einfluß der Geometrie des Schwimmkörpers auf die hydrodynamischen Charakteristika und auf das Seeverhalten

Die Vergrößerung des Plattform-Tiefgangs bei Beibehaltung anderer Dimensionen des Schwimmkörpers und der konstanten Lage des Decks über der ungestörten Wasseroberfläche bedeutet die Verlängerung der Säulen und die Verschiebung der Pontons in Tiefenrichtung nach unten. Der Parameter B_P/T_P nimmt hierbei ab.

In Abb. 7.3.1 und 7.3.2 werden beispielsweise die Änderungen der horizontalen und der vertikalen Erregungskräfte 1. Ordnung beim Wellenlaufwinkel $\alpha = 90°$ in Abhängigkeit vom B_P/T_P-Verhältnis dargestellt. Man erkennt daraus, daß mit wachsendem Tiefgang eine deutliche Reduzierung der Vertikalkraft-Amplituden im gesamten interessierenden ω-Bereich stattfindet, während die Horizontalkräfte hierbei nur geringfügig beeinflußt werden. Ebensowenig ändern sich die horizontalen Driftkräfte , wie aus Abb. 7.3.3 ersichtlich ist. Die Erregungsmomente 1. und 2. Ordnung um die Vertikalachse werden durch die Tiefgangsänderungen praktisch nicht beeinflußt.

Abb. 7.3.4 bis 7.3.7 zeigen für drei B_P/T_P-Werte die Verläufe der hydrodynamischen Massen- und Dämpfungskoeffizienten a_{22}, b_{22} und a_{33}, b_{33}. Mit wachsendem Tiefgang wird die hydrodynamische Masse a_{22} größer im Gegensatz zu a_{33} , die in allen drei Fällen praktisch um denselben Mittelwert im Frequenzbereich oszilliert. Die Potentialdämpfung b_{22} bzw. b_{33} nimmt ab.

Die Tiefgangsänderungen bewirken bei konstant gehaltener Plattformmasse die Änderungen des Auftriebsüberschusses und, wenn auch die Wassertiefe unverändert bleibt, die Änderungen der effektiven Tendonlängen. Außerdem ändern sich die hydrostatischen Charakteristika des Schwimmkörpers.

Die Berechnungen des Bewegungsverhaltens haben gezeigt, daß die Surge- und Sway-Amplituden nur sehr schwach vom Tiefgang abhängen. Ab der Kreisfrequenz $\omega = 0.70\ rad/s$ ist mit einer geringfügigen Abnahme der Amplituden zu rechnen. Deutliche Änderungen weisen dagegen die Yaw-Amplituden auf, die mit größer werdendem Tiefgang in dem in Abb. 7.3.8 präsentierten Beispiel bis um 20 % abnehmen.

Die wichtigste Schlußfolgerung in Zusammenhang mit dem Tiefgangseinfluß betrifft die Tendonkraft-Amplituden, die durch die Vergrößerung des Tiefgangs im ω-Bereich von 0.50 bis 0.90 rad/s , der dem Frequenzbereich kleinerer, aber in der Natur häufig vorkommender Wellen entspricht, um 25 bis zu 50 % reduziert werden können, wie beispielhaft aus Abb. 7.3.9 und 7.3.10 ersichtlich ist.

Die Änderungen des Durchmessers der Ecksäulen d_{ES} haben bei konstant gehaltenen Parametern d_{MS}, B_{BS} und L_{BS} die Änderungen der Pontonlängen l_{LP} und l_{QP} zur Folge.

Diese Änderungen der Geometrie des Schwimmkörpers wirken sich sehr stark auf alle Komponenten der Erregungskräfte und -momente 1. und 2. Ordnung aus. Einige Beispiele hierfür zeigen Abb. 7.3.11 bis 7.3.15. Die Horizontalkräfte und das Moment um die Vertikalachse werden mit wachsendem Wert von d_{ES}/d_{MS} größer. Lediglich im Falle der vertikalen Erregungskraft nehmen die Amplituden im ω-Bereich zwischen 0.40 und 0.60 rad/s ab.

Alle Elemente der hydrodynamischen Massen- und Dämpfungsmatrix werden generell größer, wenn auch der Ecksäulen-Durchmesser größer wird. Beispiele für diese Abhängigkeit sind in Abb. 7.3.16 bis 7.3.19 gezeigt.

Die starke Abhängigkeit der Erregungskräfte und -momente vom d_{ES}/d_{MS}-Parameter macht sich auch in den Übertragungsfunktionen der Bewegungen und der Tendonkräfte bemerkbar.

Die Änderungen des Ecksäulen-Durchmessers rufen bei konstant gehaltener Plattformmasse und Wassertiefe Änderungen des Auftriebsüberschusses und der hydrostatischen Charakteristika hervor.

Die Änderungstendenzen der Bewegungsamplituden in den nachgiebigen Freiheitsgraden sowie der Tendonkraft-Amplituden folgen den Änderungen der Erregungskräfte bzw. -momente in den ensprechenden Koordinatenrichtungen, wie aus Abb. 7.3.20 bis 7.3.23 hervorgeht.

Am wichtigsten für den Entwurf ist hierbei die Feststellung deutlicher Abnahme der Tendonkräfte im ω-Bereich zwischen 0.40 und 0.70 rad/s.

Zum Schluß dieser Betrachtungen wird der Einfluß des L_P/B_P-Verhältnisses kurz erörtert. Durch die Änderung dieses Parameters werden das Verhältnis der Pontonlängen l_{QP}/l_{LP} sowie die damit verbundenen Abstände zwischen den Säulen beeinflußt.

Die Erregungskräfte und -momente 1. und 2. Ordnung zeigen keine eindeutigen Änderungstendenzen in Abhängigkeit vom L_P/B_P-Verhältnis. Die Abb. 7.3.24 bis 7.3.26 lassen erkennnen, daß sich die lokalen Extrema der Übertragungsfunktionen mit wachsender Plattformbreite nach links verschieben. Ähnlich ändern sich die Verläufe der hydrodynamischen Massen- und Dämpfungskoeffizienten im Frequenzbereich. Lediglich die hydrodynamischen Massen a_{11} und a_{33} nehmen für alle Frequenzen zu, wenn die Breite B_P vergrößert wird. Einige Beispiele zeigen Abb. 7.3.27 bis 7.3.32.

Erwartungsgemäß beeinflussen die Breitenänderungen sehr stark die Drehbewegungen, insbesondere die Yaw-Bewegung, wie aus Abb. 7.3.33 ersichtlich ist. Je näher das L_P/B_P-Verhältnis dem Wert 1 liegt, umso kleiner werden die Amplituden der Yaw-Bewegung. Abb. 7.3.34 präsentiert den Einfluß der Plattformbreite auf die Sway-Bewegung bei $\alpha = 90°$.

Abb. 7.3.35 bis 7.3.37 zeigen die Änderungen der Tendonkraft-Amplituden an Ecksäule 1 für drei Wellenlaufwinkel. Man sieht, daß bei $\alpha = 90°$ die Tendonkraft-Amplituden mit wachsender Breite kleiner werden, was auf kleinere Rollamplituden der breiteren Plattformen zurückzuführen ist.

Die Änderungen des L_P/B_P-Verhältnisses wirken sich besonders stark auf die Rückstellmomente aus der Verspannung aus, die quadratisch von den Koordinaten der Angriffspunkte der Tendonkräfte abhängig sind. Die Änderungen der hydrostatischen Charakteristika des Schwimmkörpers und jene des Auftriebsüberschusses spielen demgegenüber eine untergeordnete Rolle.

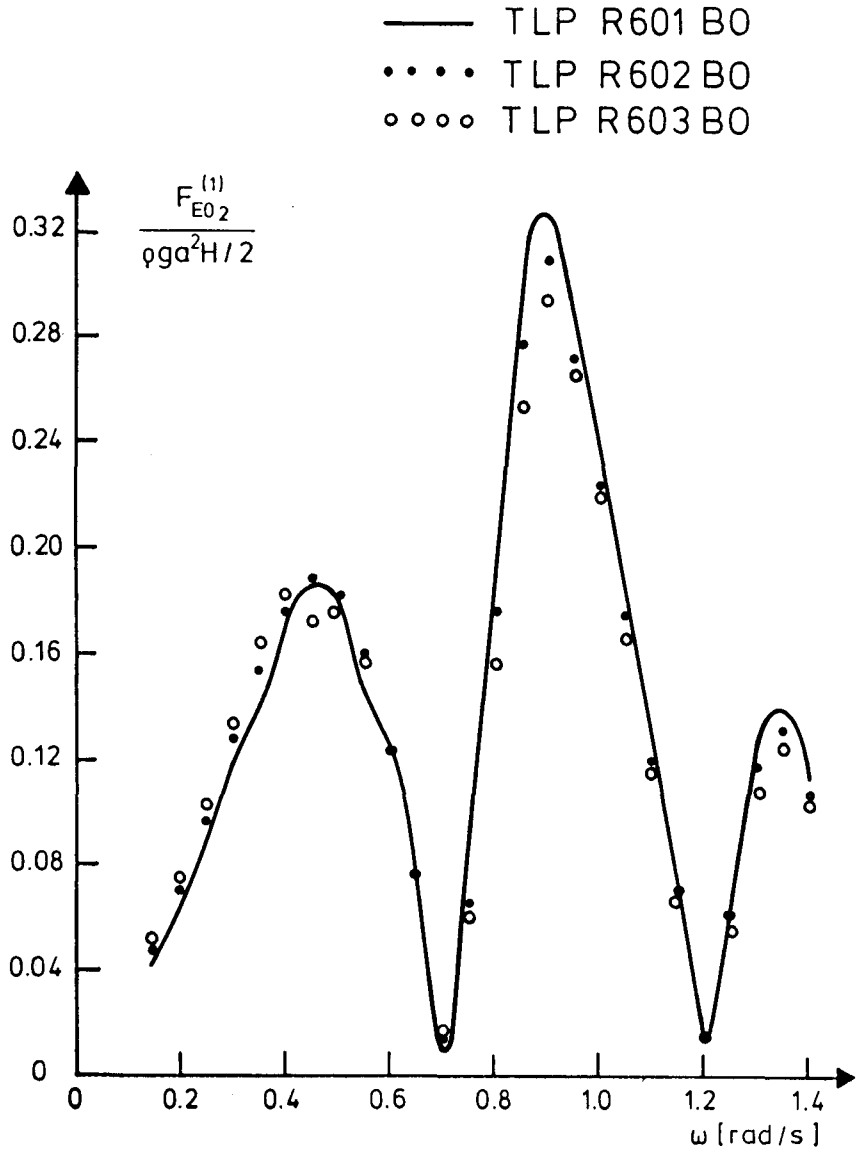


Abb. 7.3.1 Einfluß von B_P/T_P auf die Erregungskraft $F^{(1)}_{E0_2}$ bei $\alpha = 90°$

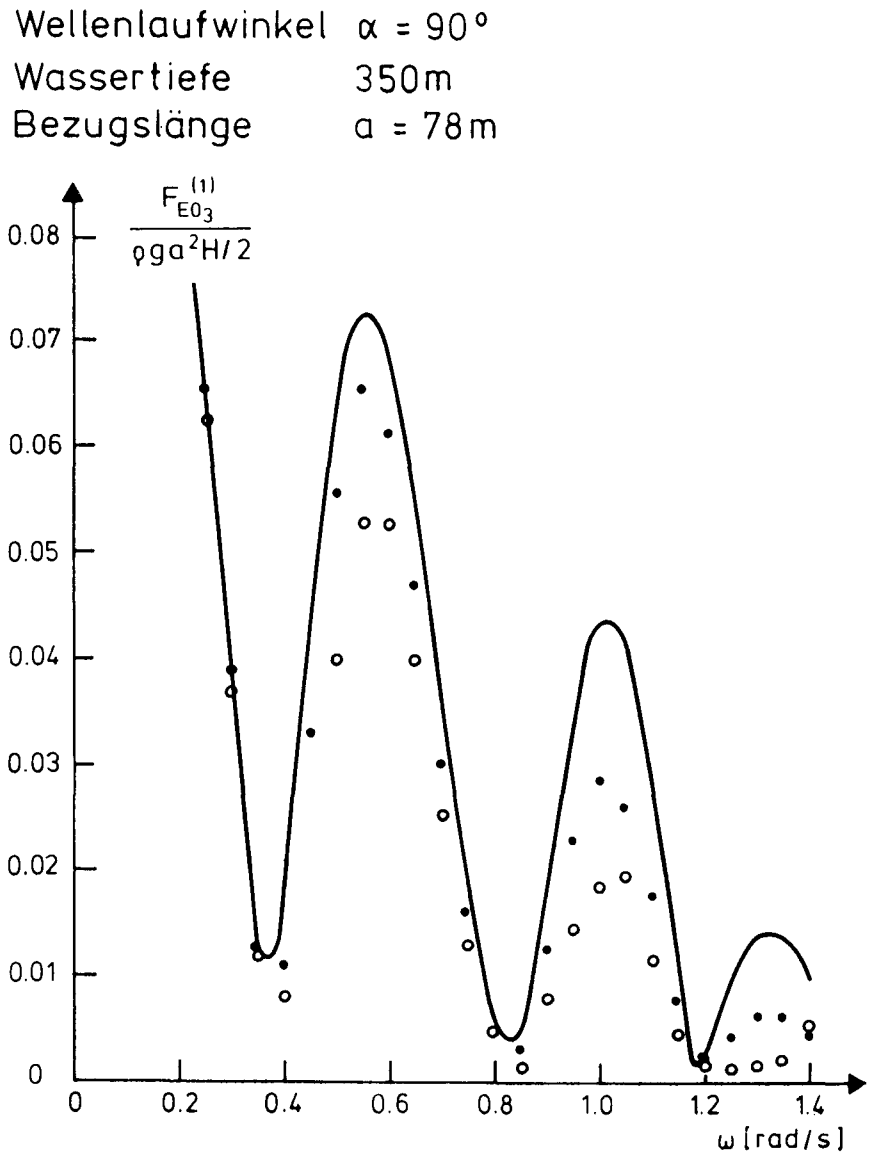


Abb. 7.3.2 Einfluß von B_P/T_P auf die Erregungskraft $F^{(1)}_{E0_3}$ bei $\alpha = 90°$

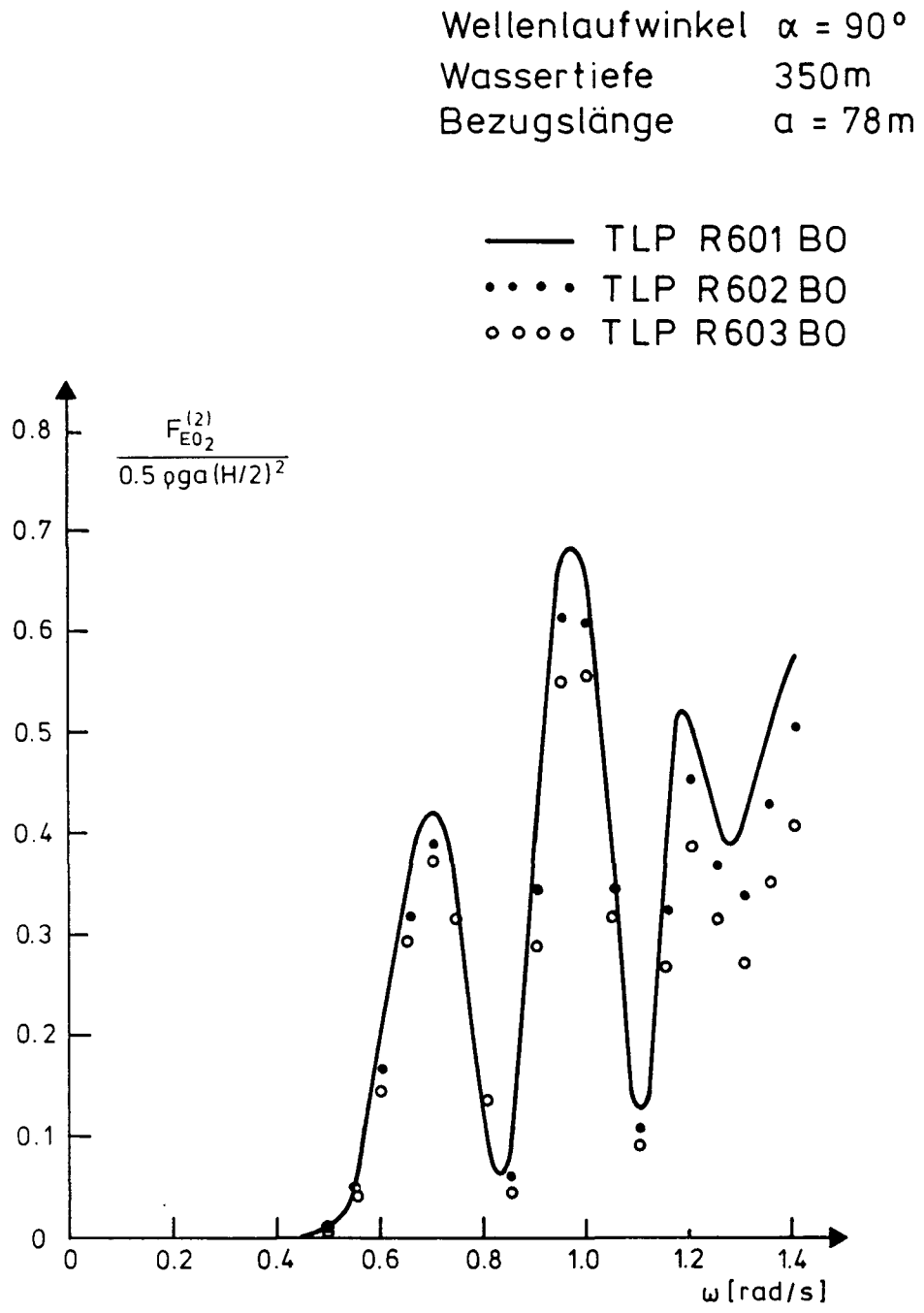


Abb. 7.3.3 Einfluß von B_P/T_P auf die Driftkraft $F^{(2)}_{EO_2}$ bei $\alpha = 90°$

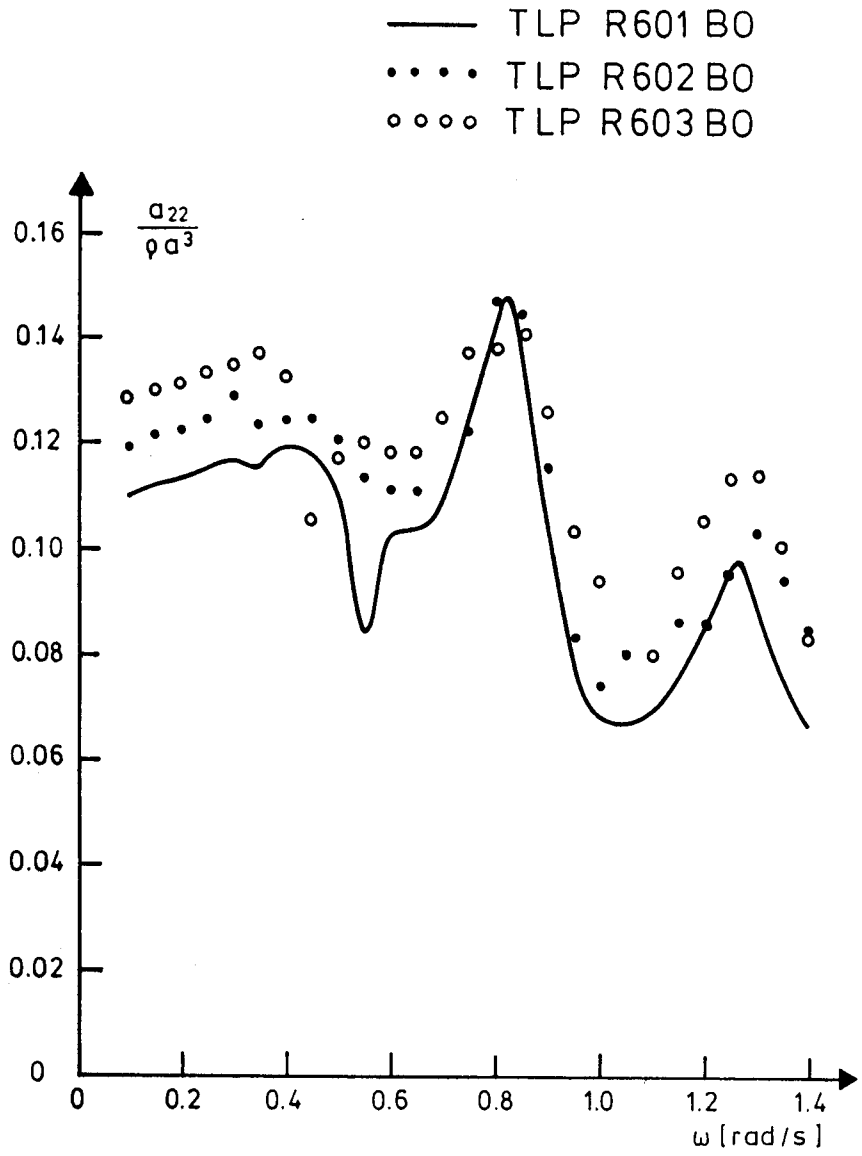


Abb. 7.3.4 Einfluß von B_P/T_P auf die hydrodynamische Masse a_{22}

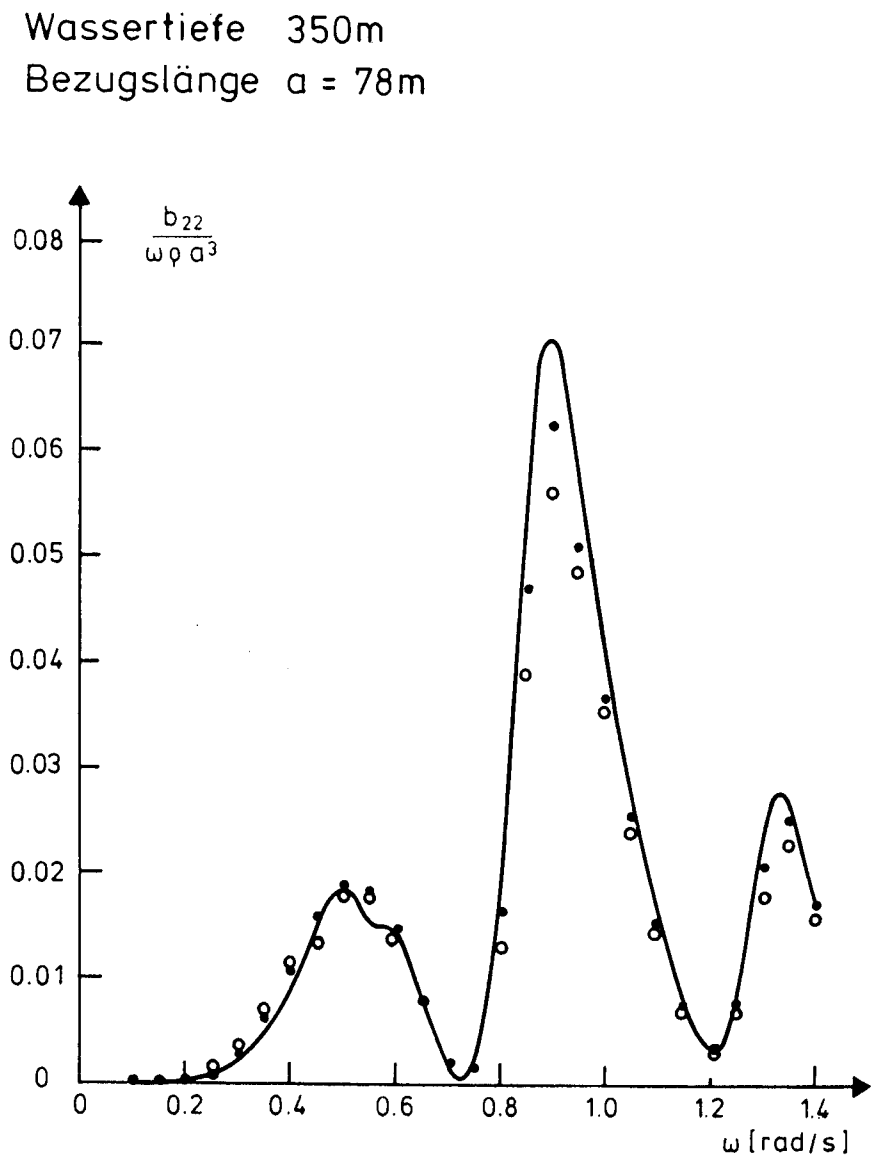


Abb. 7.3.5 Einfluß von B_P/T_P auf die hydrodynamische Dämpfung b_{22}

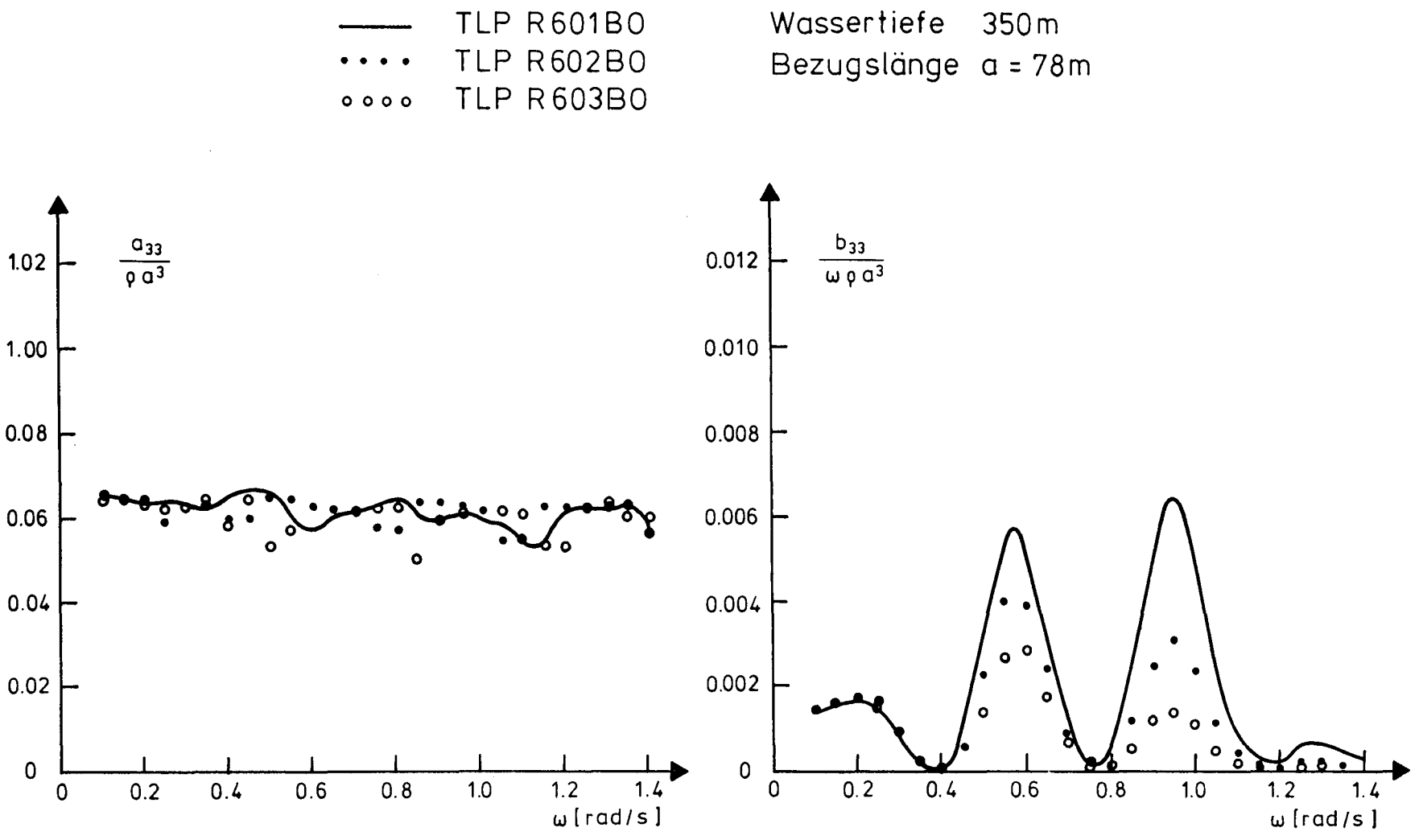


Abb. 7.3.6 Einfluß von B_P/T_P auf die hydrodynamische Masse a_{33}

Abb. 7.3.7 Einfluß von B_P/T_P auf die hydrodynamische Dämpfung b_{33}

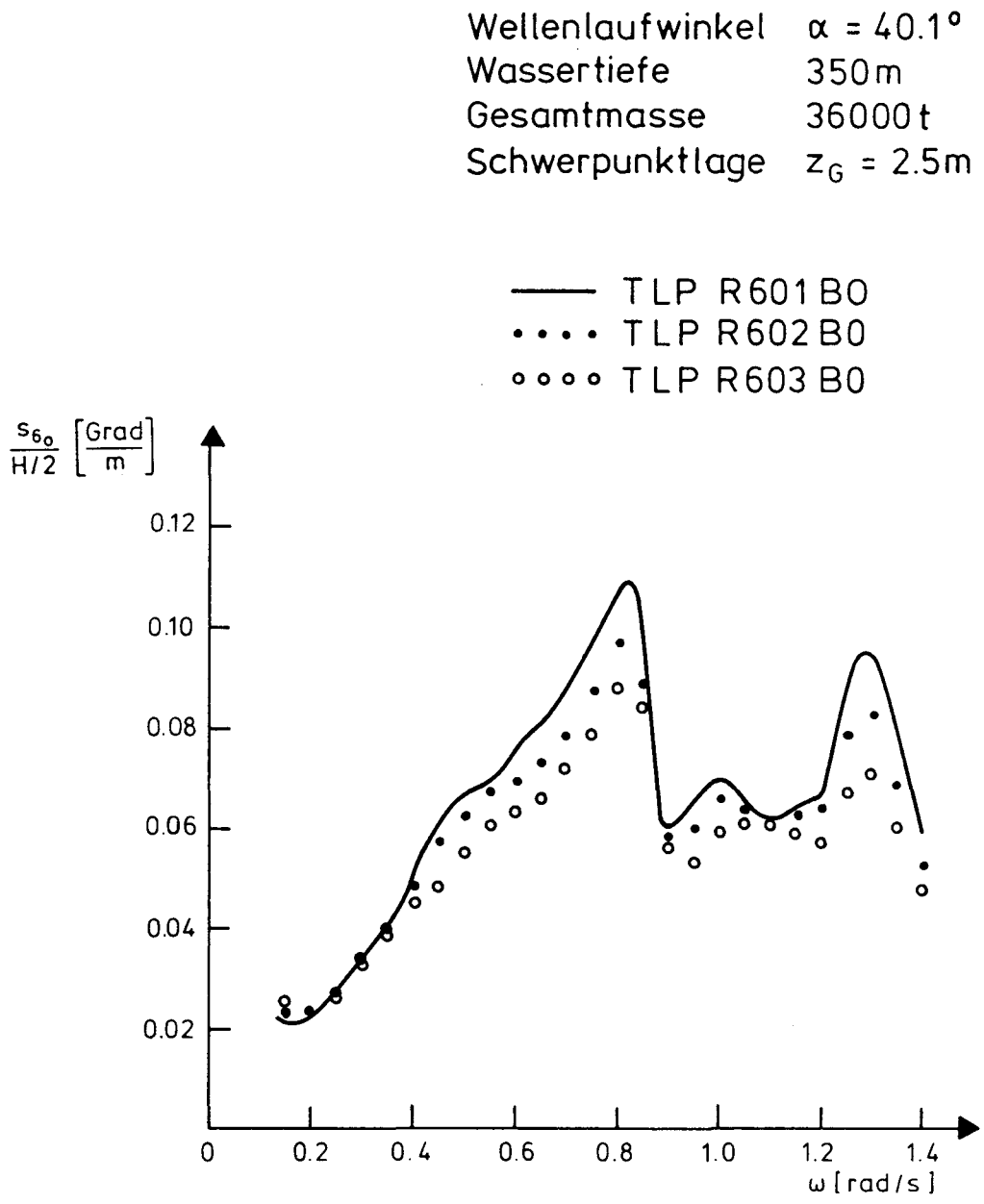


Abb. 7.3.8 Einfluß von B_P/T_P auf die Yaw-Amplituden bei diagonal laufenden Wellen

	Vorspannung
—— TLP R601 B0	19 301 kN
• • • • TLP R602 B0	27 738 kN
○ ○ ○ ○ TLP R603 B0	36082 kN

Wellenlaufwinkel	$\alpha = 40.1°$
Wassertiefe	350 m
Gesamtmasse	36000 t
Schwerpunktlage	$z_G = 2.5$ m

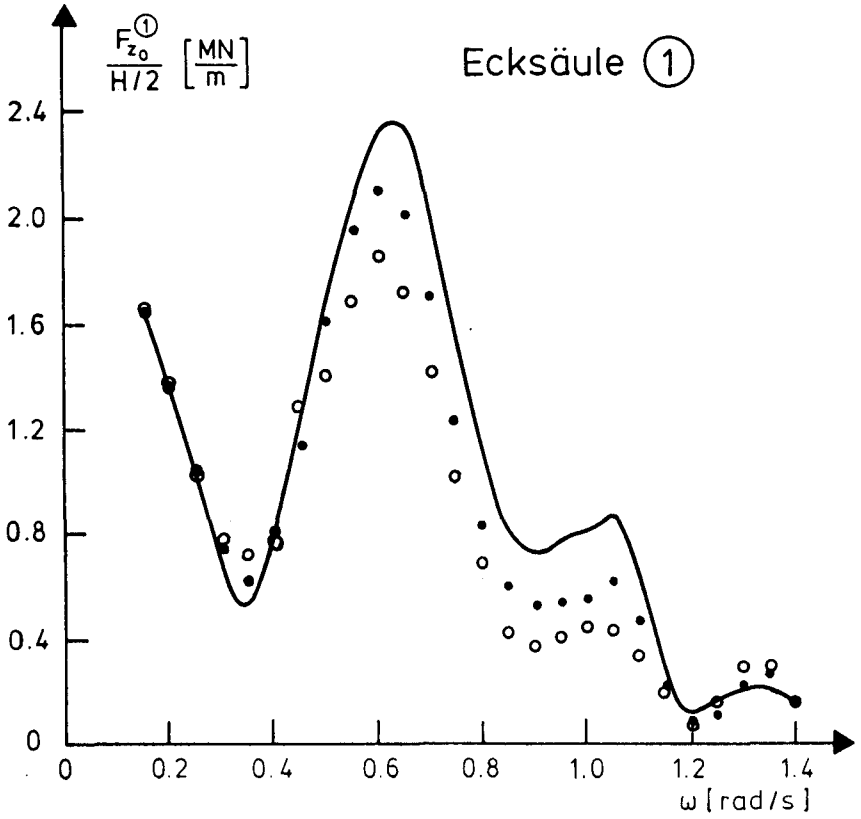


Abb. 7.3.9 Einfluß von B_P/T_P auf die Tendonkraft-Amplituden an Ecksäule 1 bei diagonal laufenden Wellen

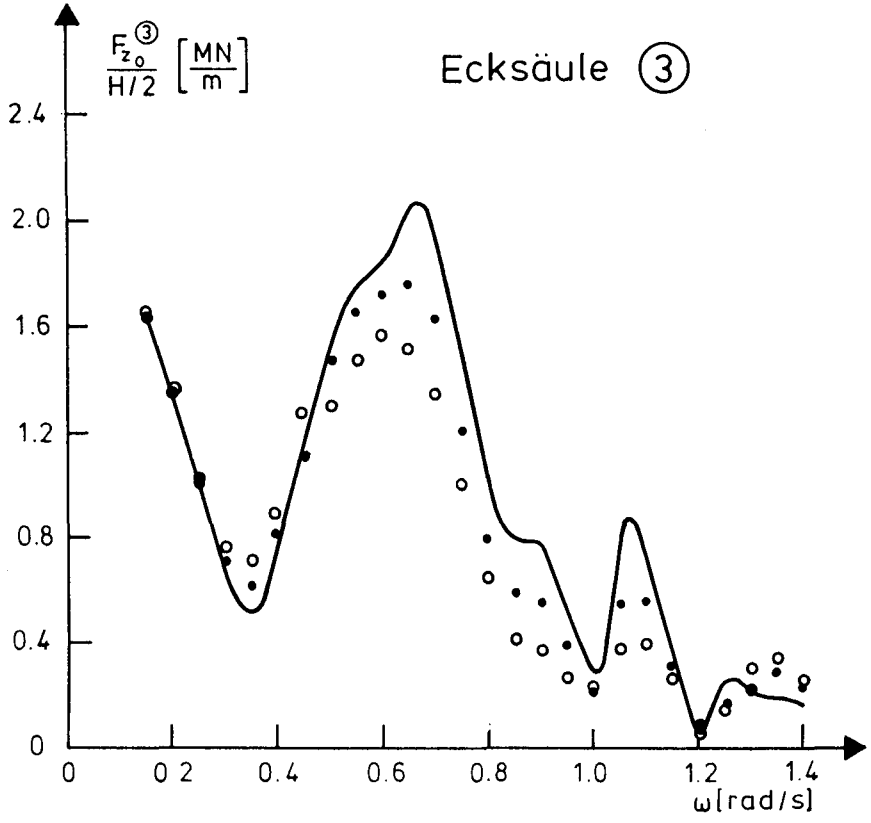


Abb. 7.3.10 Einfluß von B_P/T_P auf die Tendonkraft-Amplituden an Ecksäule 3 bei diagonal laufenden Wellen

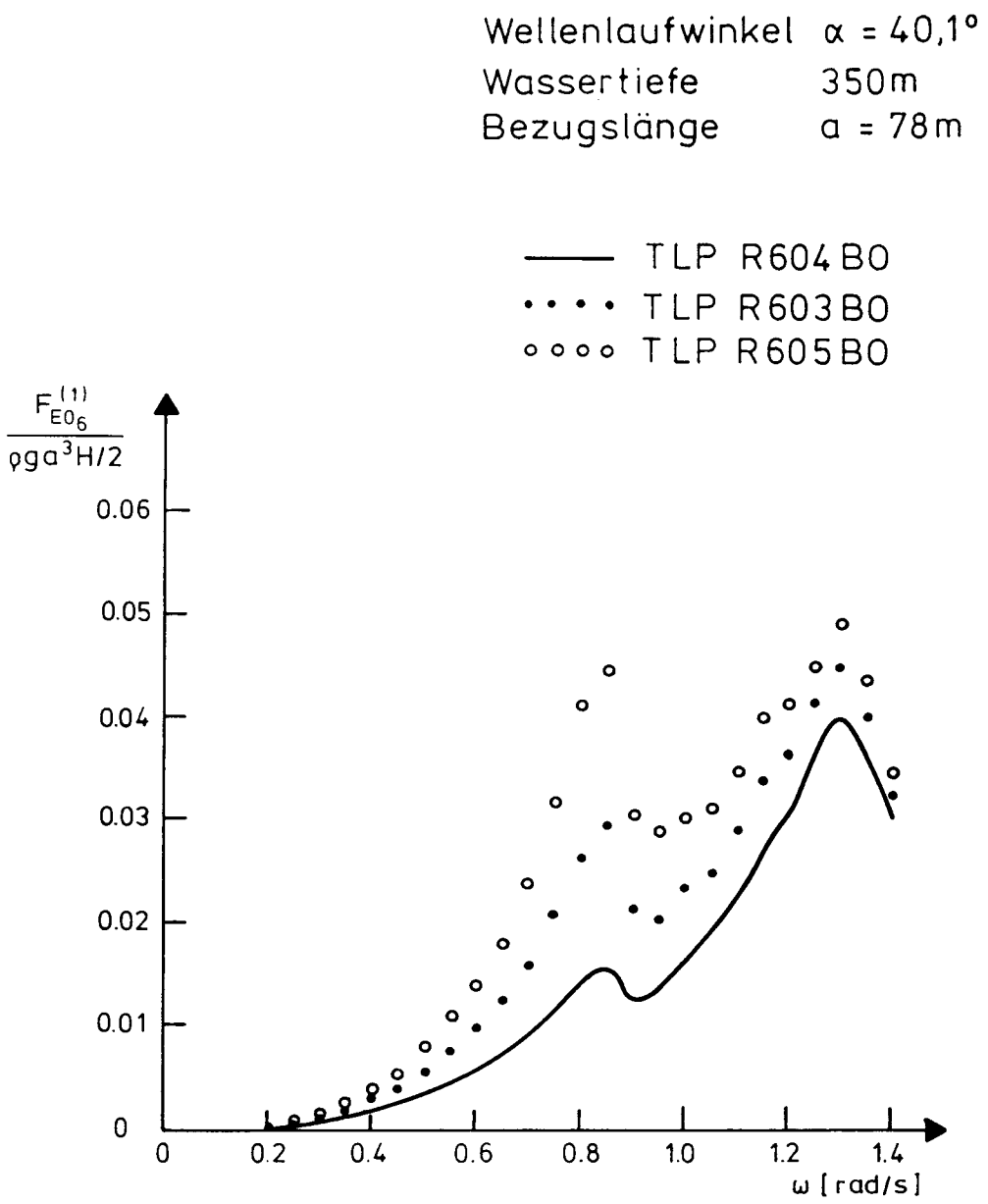


Abb. 7.3.11 Einfluß von d_{ES}/d_{MS} auf das Erregungsmoment $F_{E0_6}^{(1)}$ bei diagonal laufenden Wellen

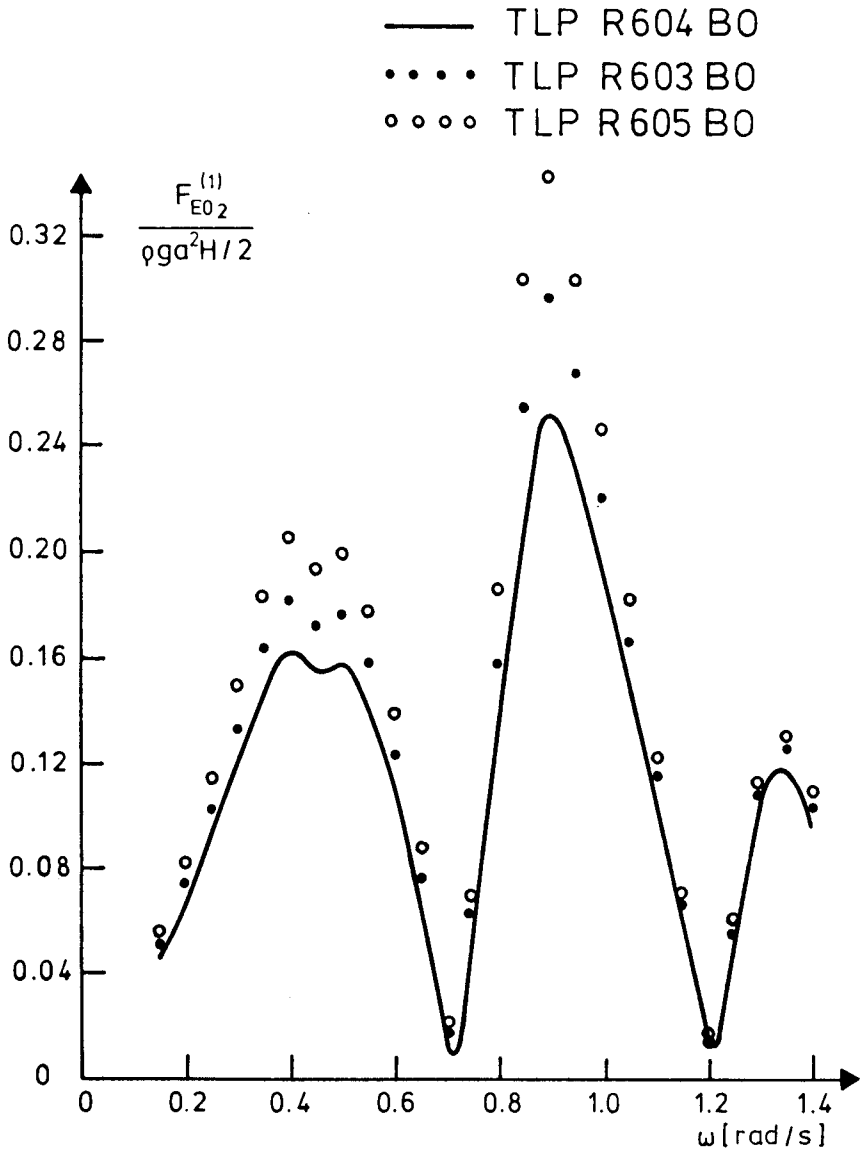


Abb. 7.3.12 Einfluß von d_{ES}/d_{MS} auf die Erregungskraft $F^{(1)}_{E0_2}$ bei $\alpha = 90°$

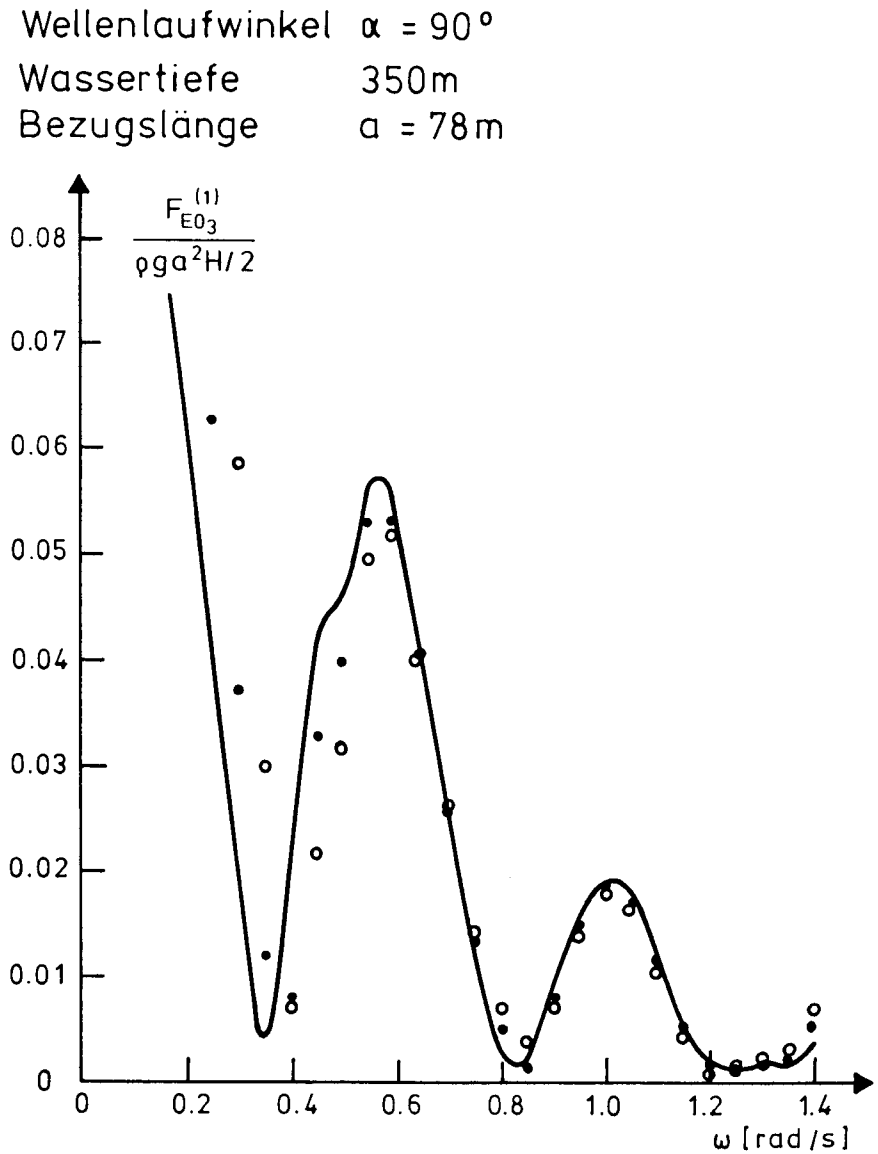


Abb. 7.3.13 Einfluß von d_{ES}/d_{MS} auf die Erregungskraft $F^{(1)}_{E0_3}$ bei $\alpha = 90°$

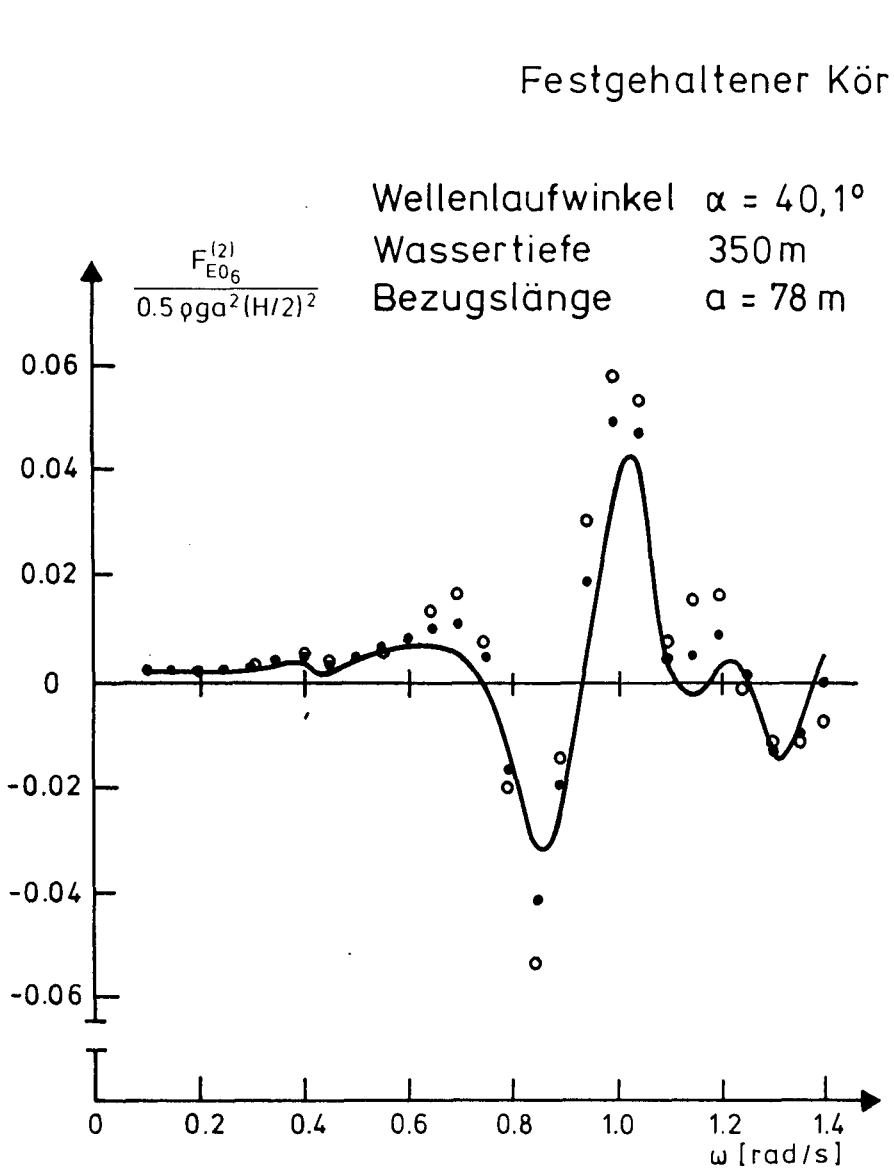


Abb. 7.3.14 Einfluß von d_{ES}/d_{MS} auf das Driftmoment $F^{(2)}_{EO_6}$ bei diagonal laufenden Wellen

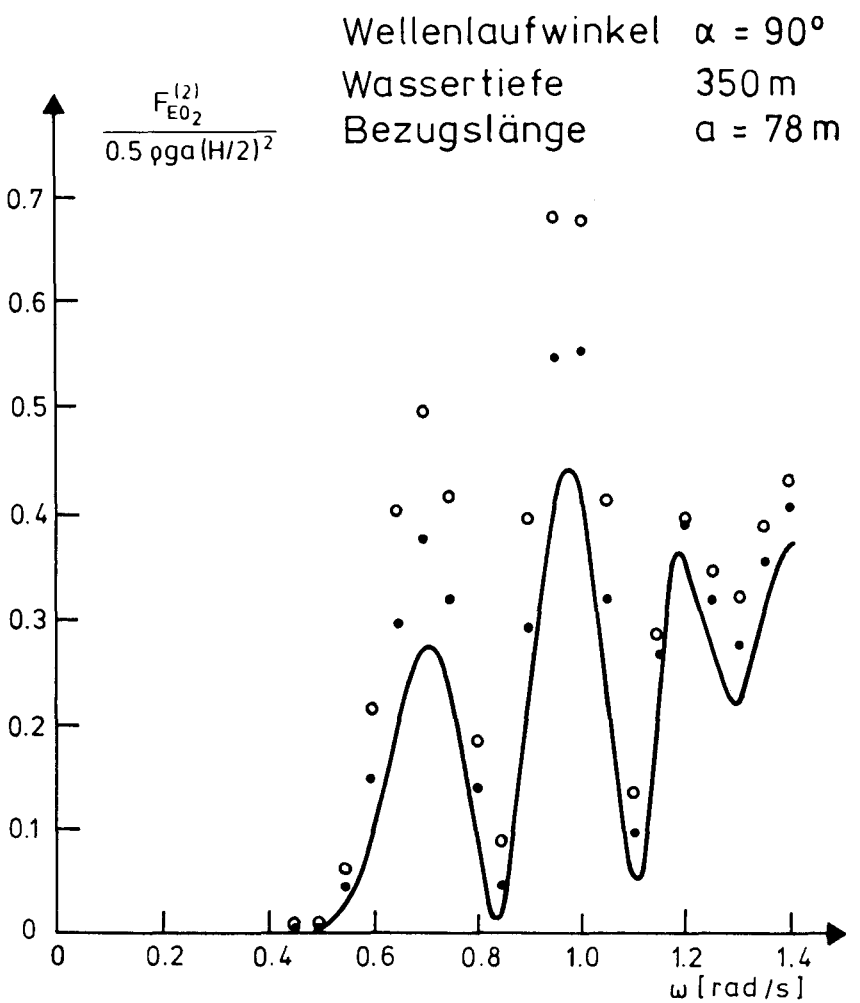


Abb. 7.3.15 Einfluß von d_{ES}/d_{MS} auf die Driftkraft $F^{(2)}_{EO_2}$ bei $\alpha = 90°$

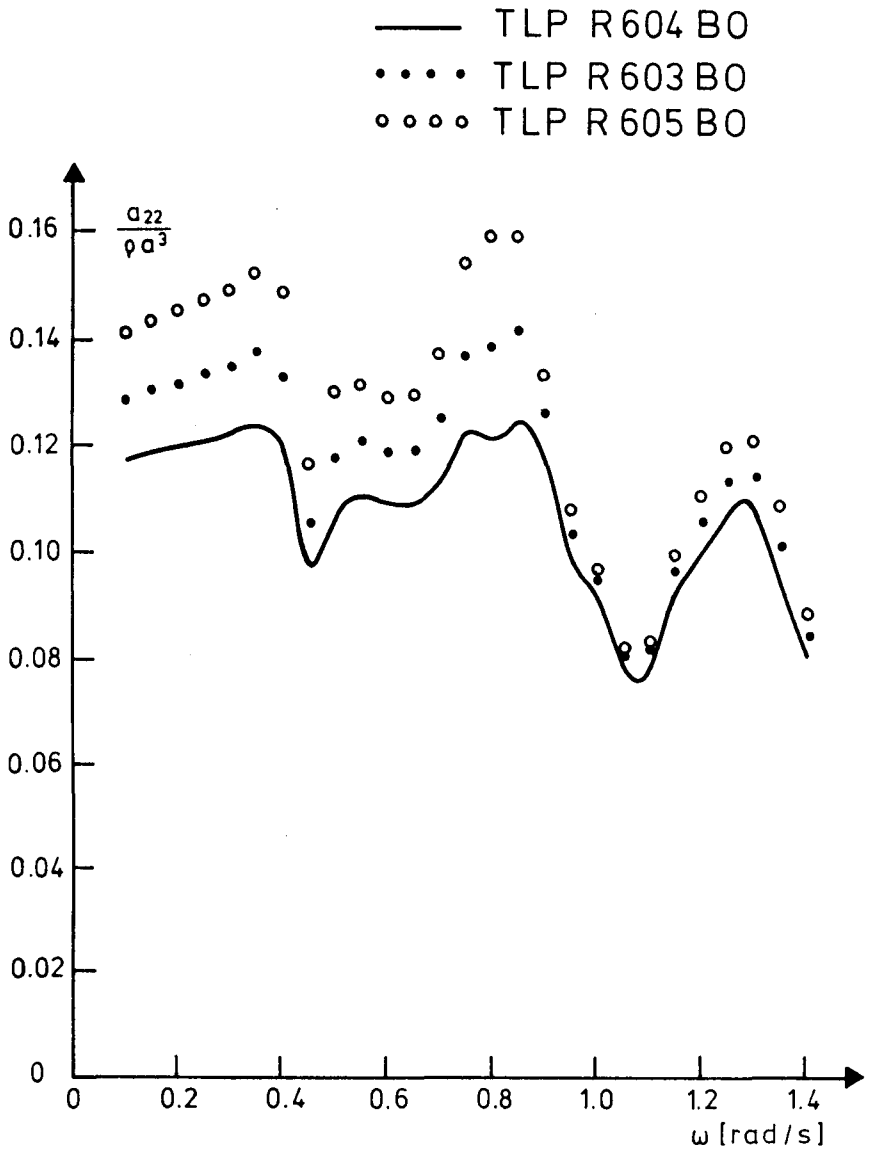


Abb. 7.3.16 Einfluß von d_{ES}/d_{MS} auf die hydrodynamische Masse a_{22}

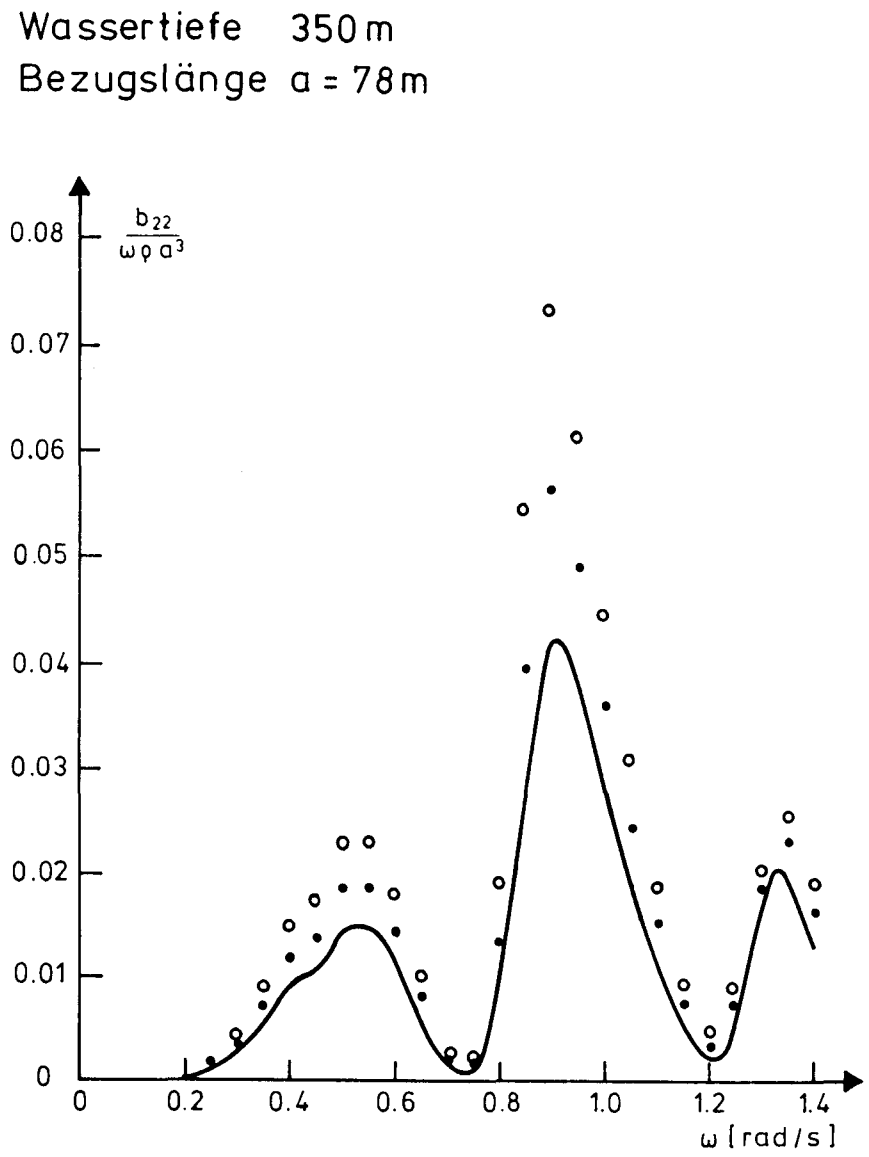


Abb. 7.3.17 Einfluß von d_{ES}/d_{MS} auf die hydrodynamische Dämpfung b_{22}

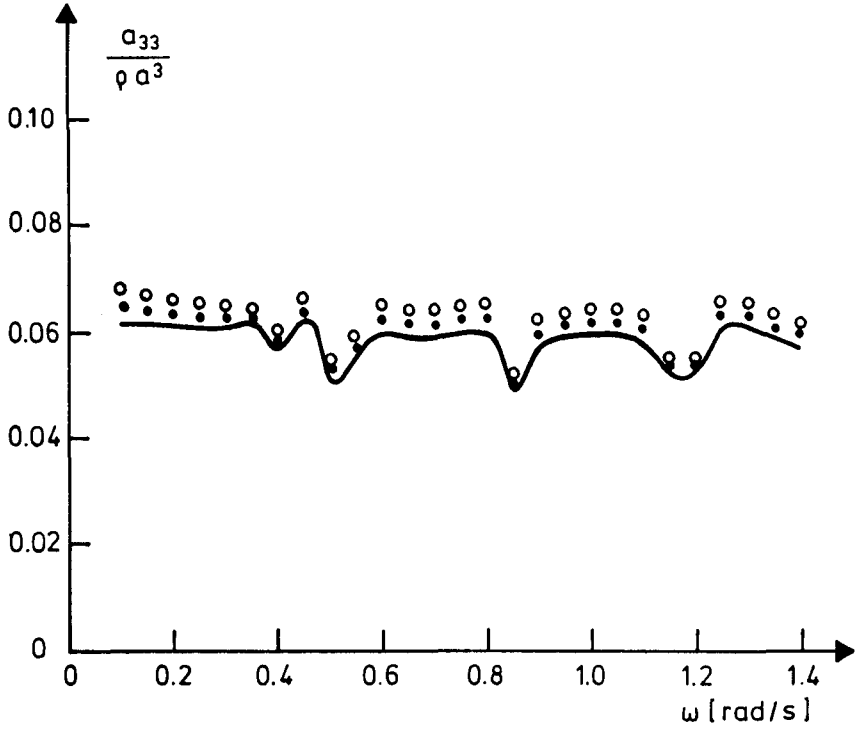


Abb. 7.3.18 Einfluß von d_{ES}/d_{MS} auf die hydrodynamische Masse a_{33}

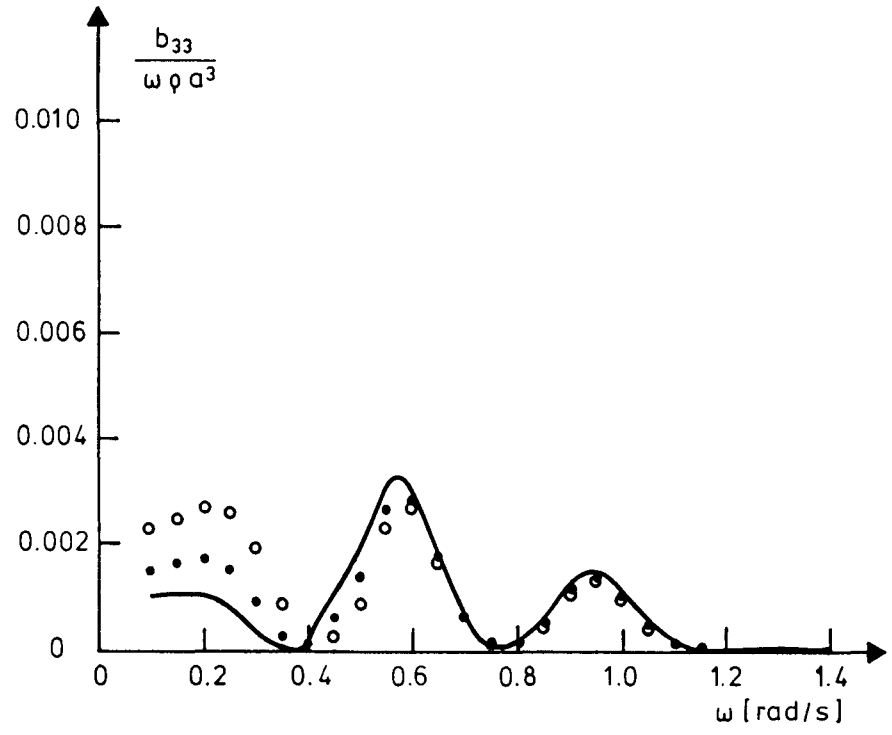


Abb. 7.3.19 Einfluß von d_{ES}/d_{MS} auf die hydrodynamische Dämpfung b_{33}

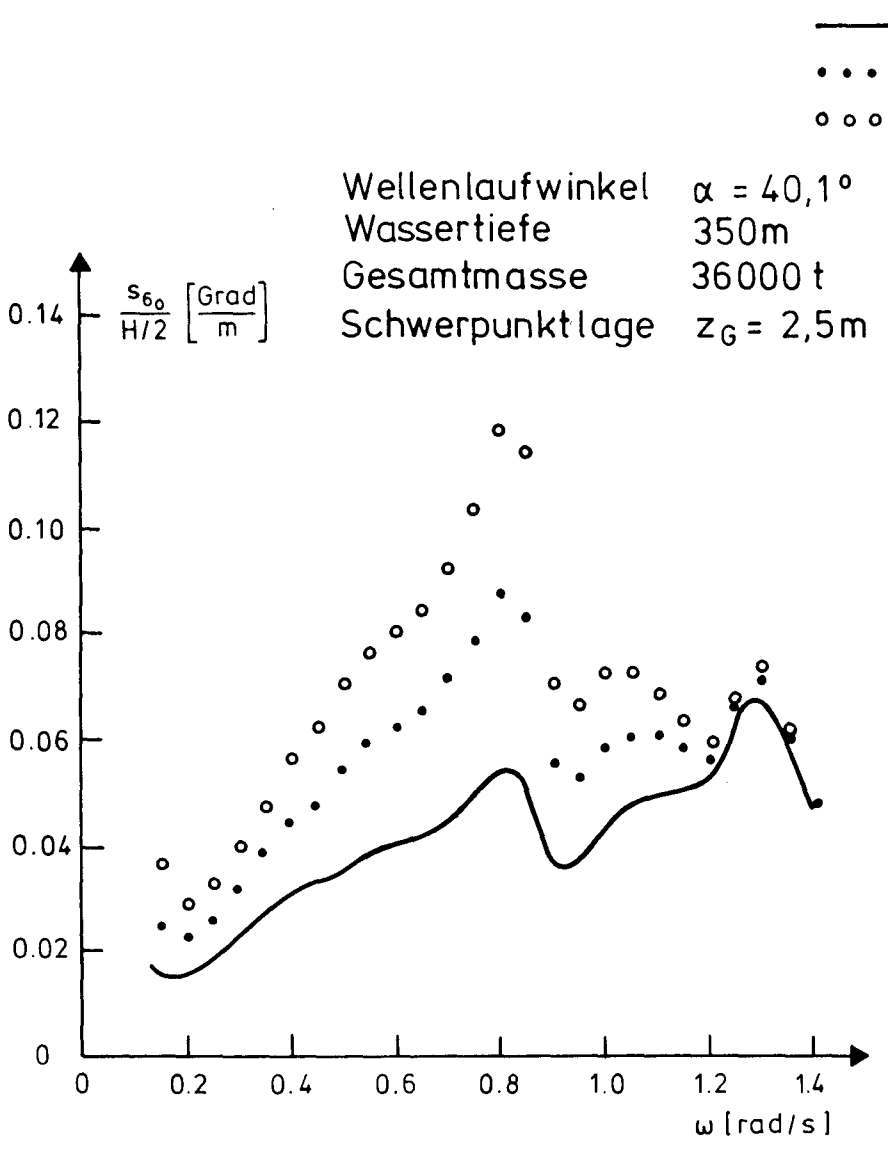


Abb. 7.3.20 Einfluß von d_{ES}/d_{MS} auf die Yaw-Amplituden bei diagonal laufenden Wellen

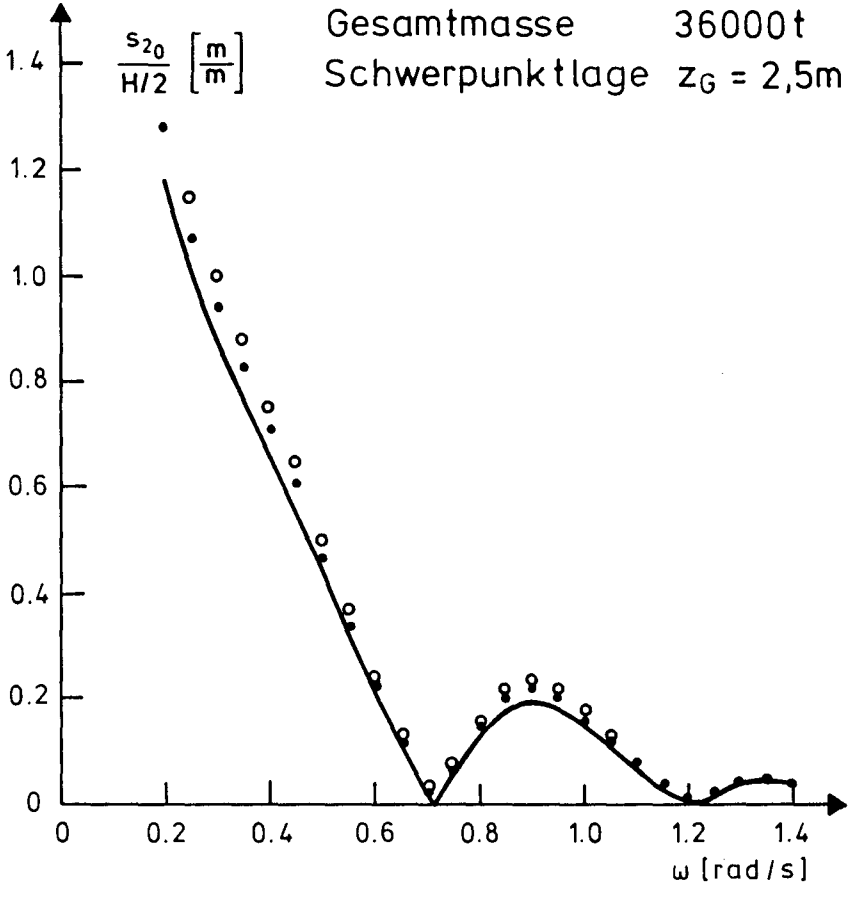


Abb. 7.3.21 Einfluß von d_{ES}/d_{MS} auf die Sway-Amplituden bei $\alpha = 90°$

	Vorspannung
—— TLP R 604 BO	23 276 KN
• • • • TLP R 603 BO	36 082 KN
o o o o TLP R 605 BO	51 271 KN

Wellenlaufwinkel	$\alpha = 40{,}1°$
Wassertiefe	350 m
Gesamtmasse	36000 t
Schwerpunktlage	$z_G = 2{,}5$ m

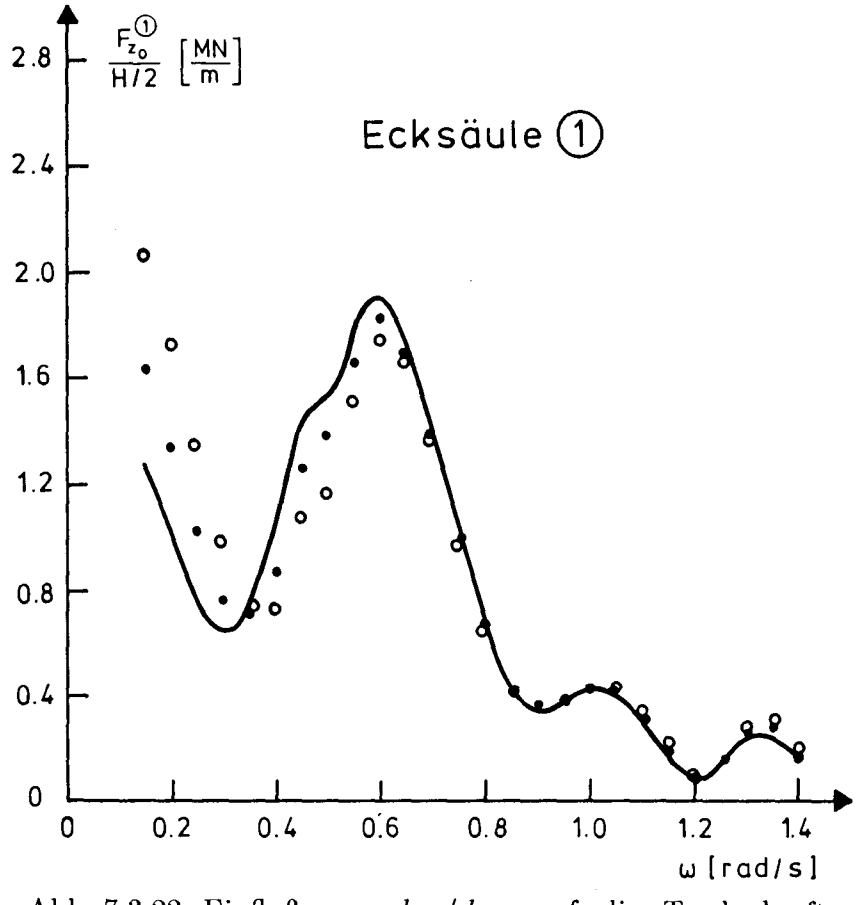


Abb. 7.3.22 Einfluß von d_{ES}/d_{MS} auf die Tendonkraft-Amplituden an Ecksäule 1 bei diagonal laufenden Wellen

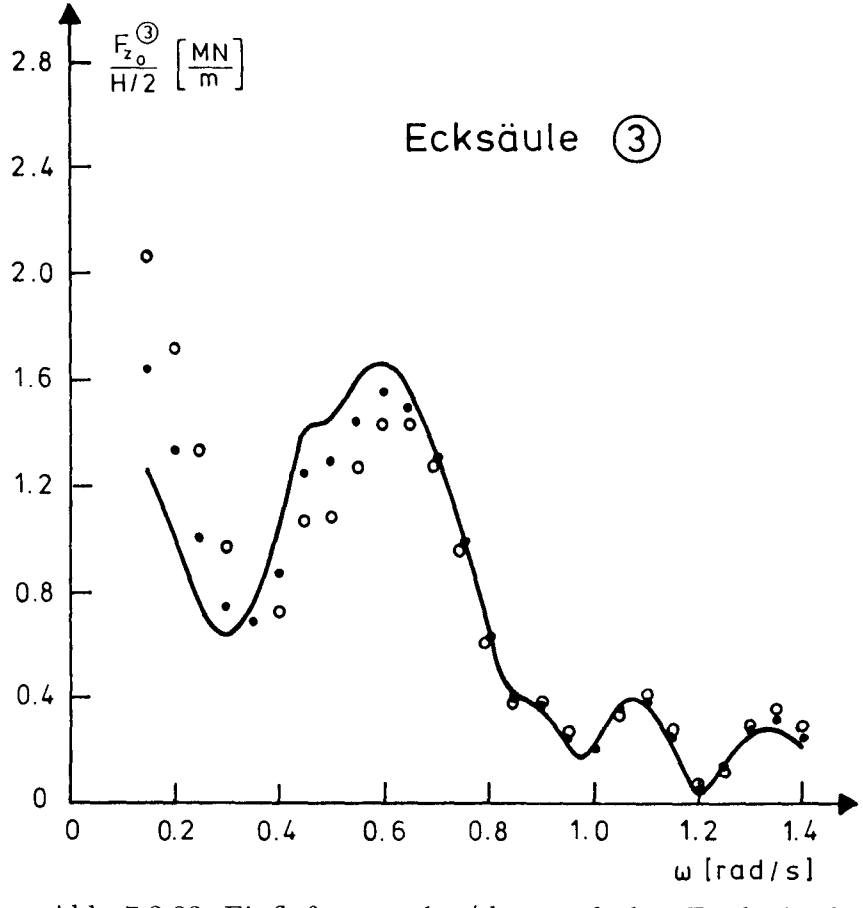


Abb. 7.3.23 Einfluß von d_{ES}/d_{MS} auf die Tendonkraft-Amplituden an Ecksäule 3 bei diagonal laufenden Wellen

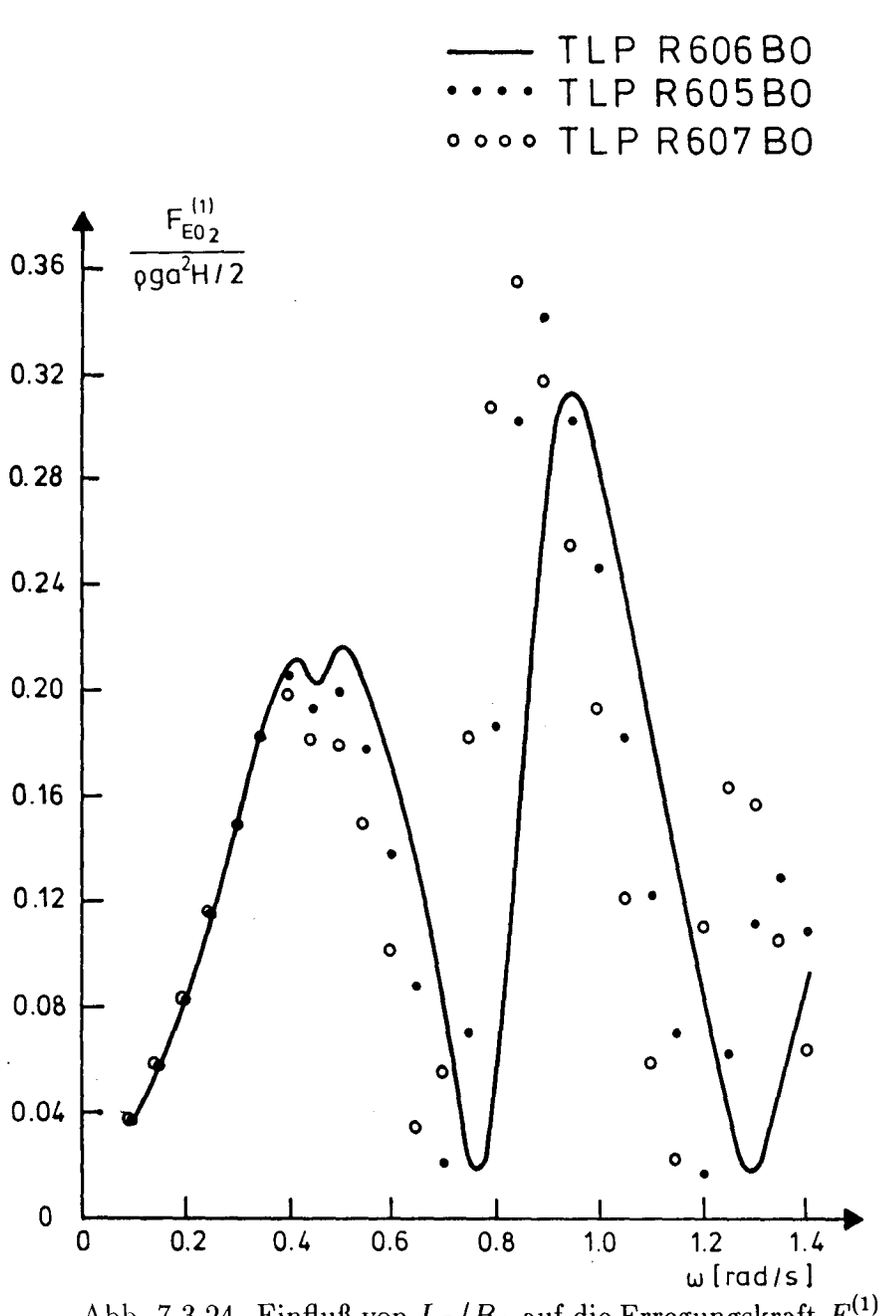


Abb. 7.3.24 Einfluß von L_P/B_P auf die Erregungskraft $F_{EO_2}^{(1)}$ bei $\alpha = 90°$

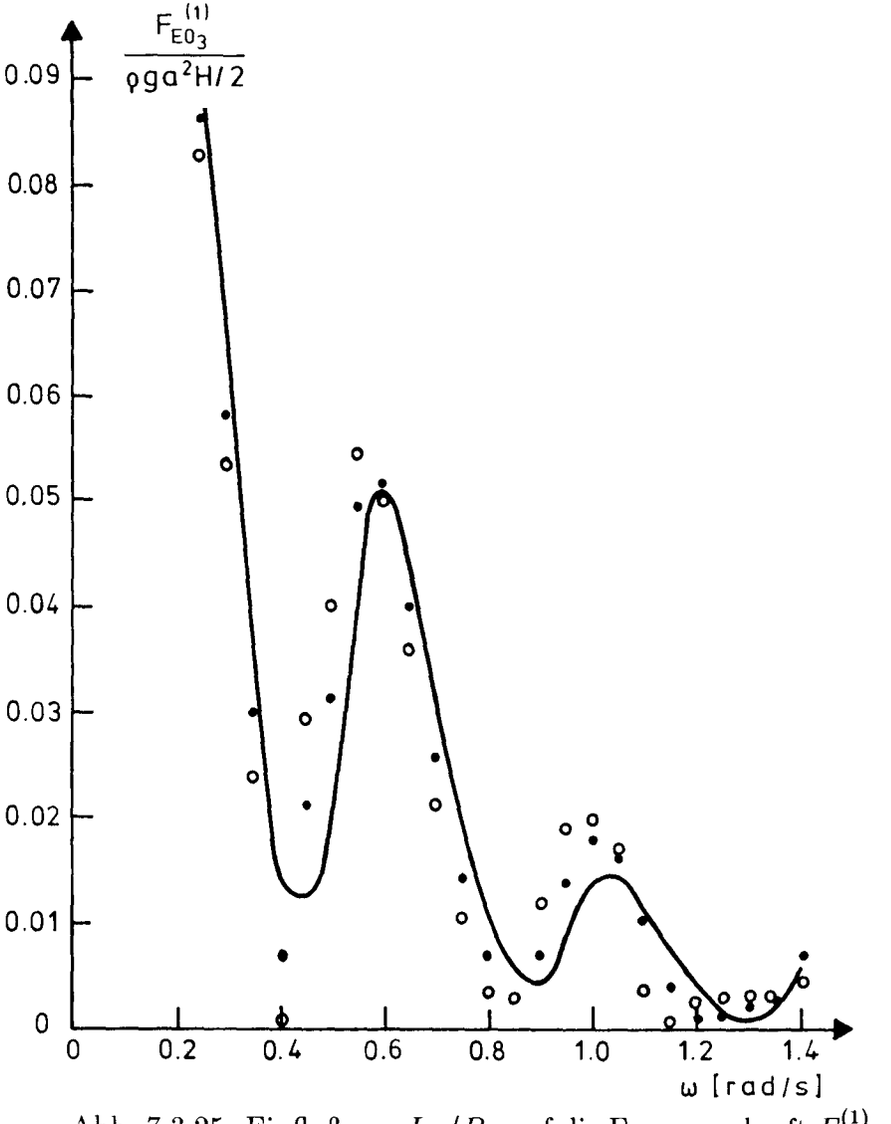


Abb. 7.3.25 Einfluß von L_P/B_P auf die Erregungskraft $F_{EO_3}^{(1)}$ bei $\alpha = 90°$

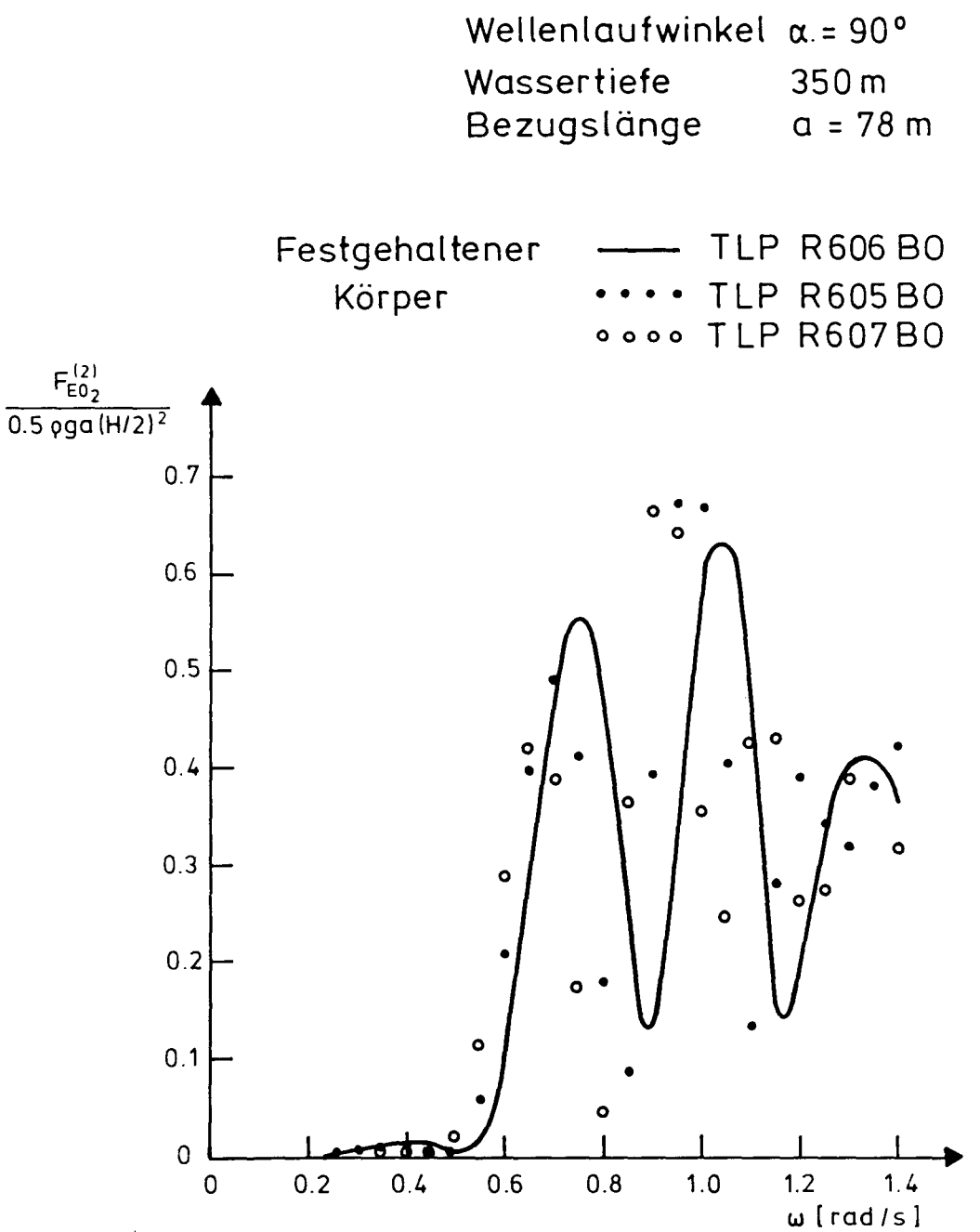


Abb. 7.3.26 Einfluß von L_P/B_P auf die Driftkraft $F_{E0_2}^{(2)}$ bei $\alpha = 90°$

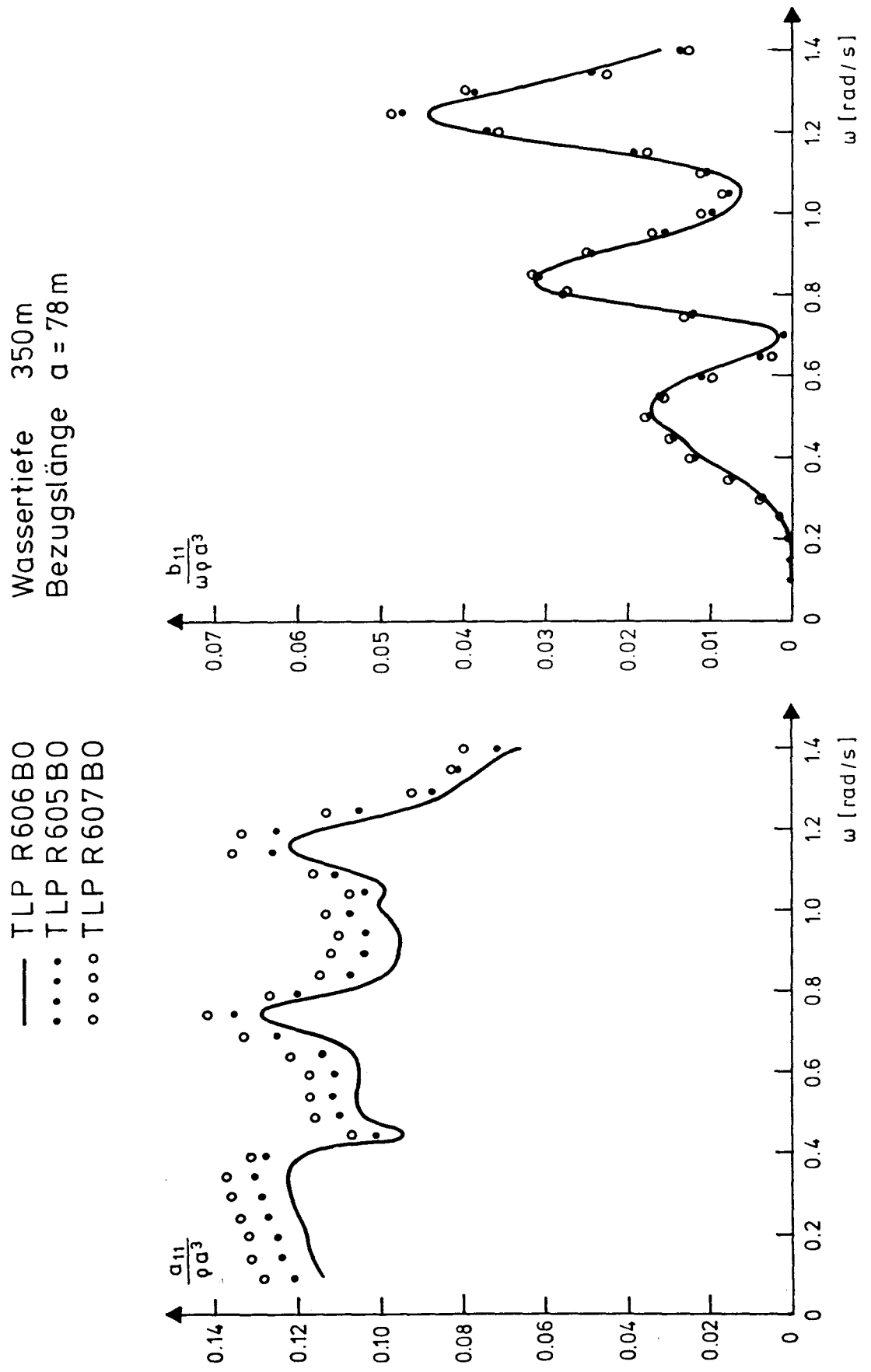


Abb. 7.3.27 Einfluß von L_P/B_P auf die hydrodynamische Masse a_{11}

Abb. 7.3.28 Einfluß von L_P/B_P auf die hydrodynamische Dämpfung b_{11}

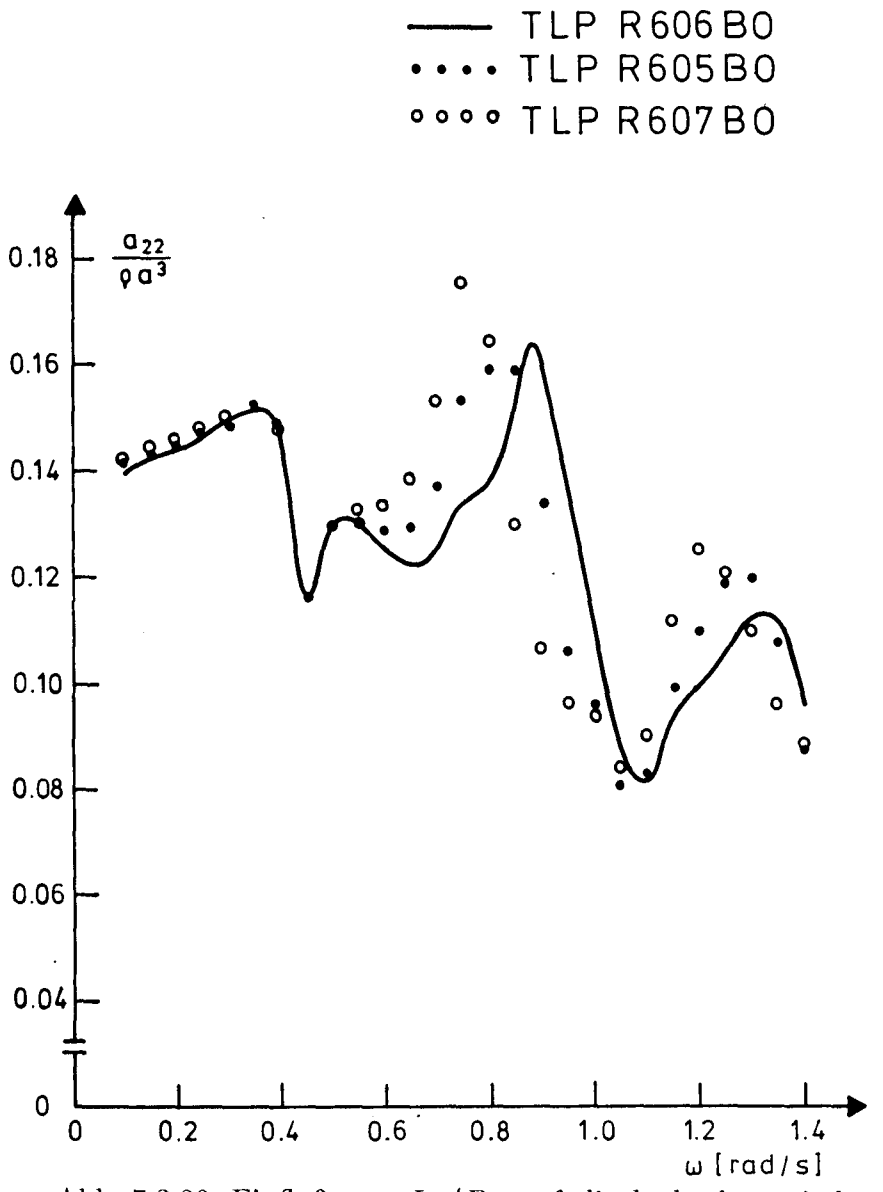


Abb. 7.3.29 Einfluß von L_P/B_P auf die hydrodynamische Masse a_{22}

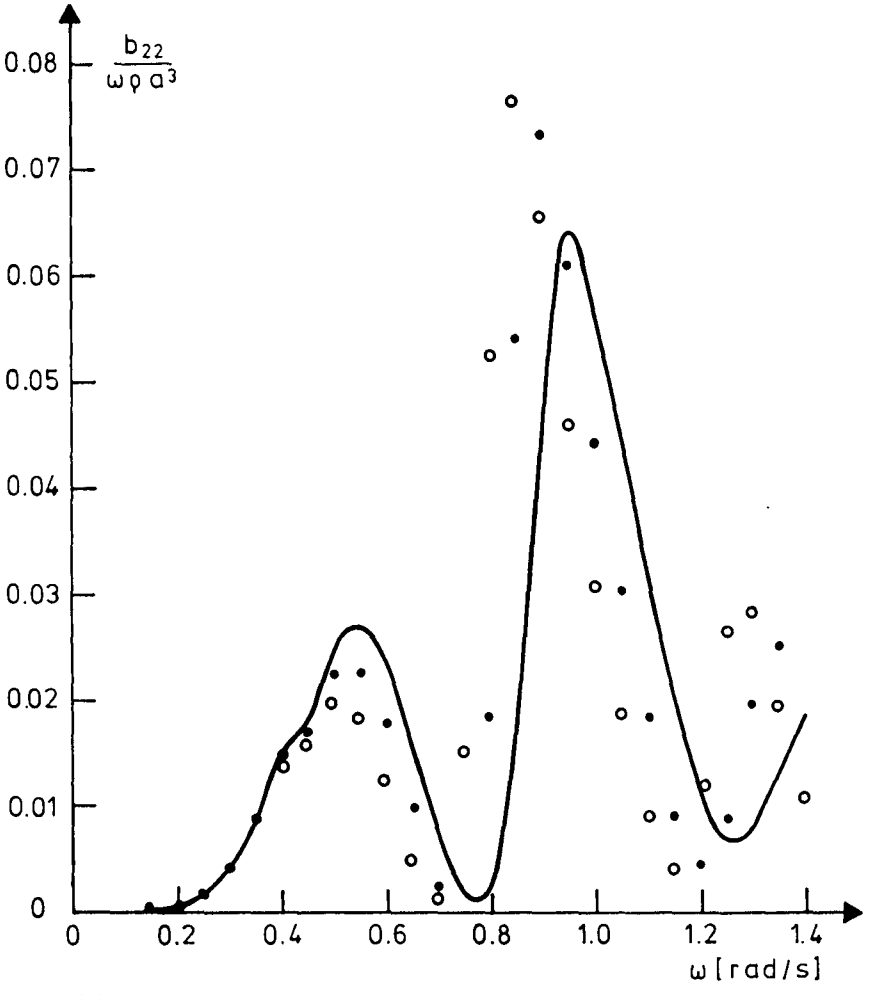


Abb. 7.3.30 Einfluß von L_P/B_P auf die hydrodynamische Dämpfung b_{22}

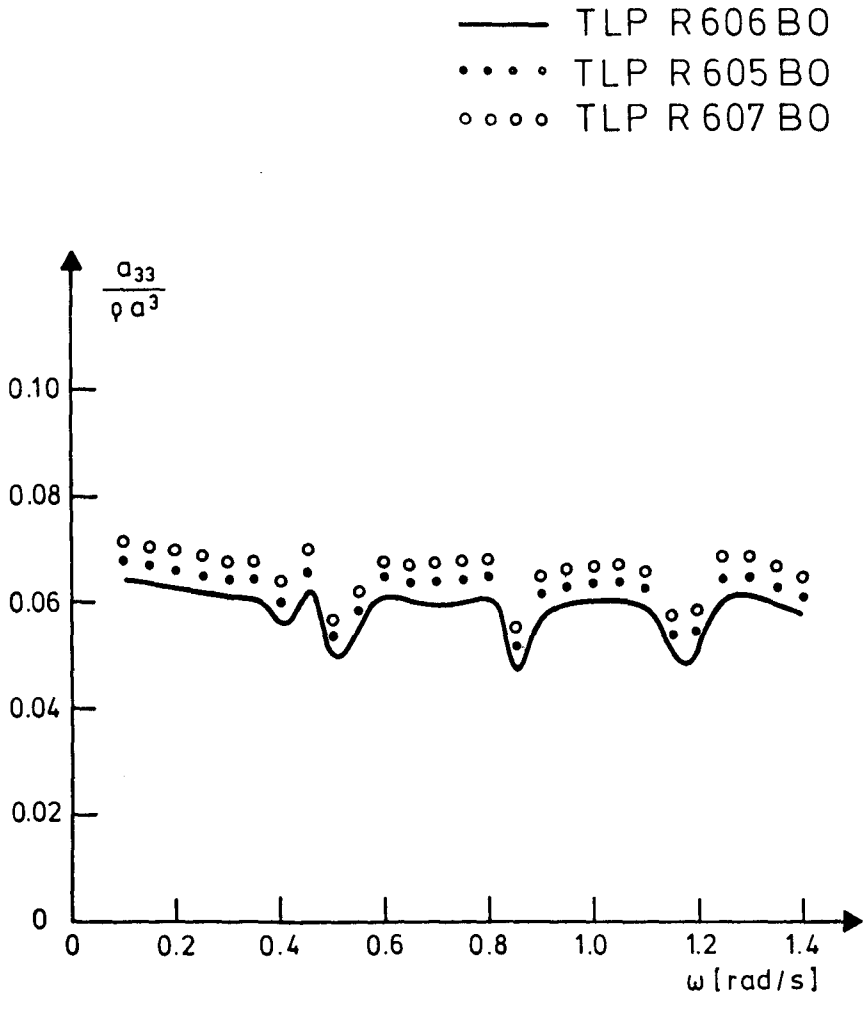


Abb. 7.3.31 Einfluß von L_P/B_P auf die hydrodynamische Masse a_{33}

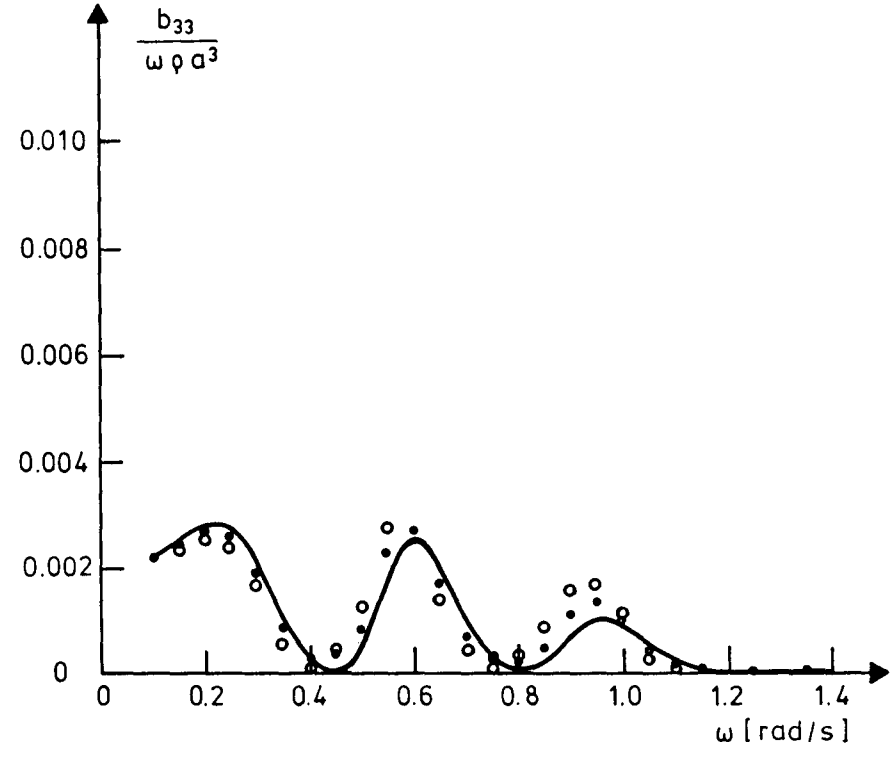


Abb. 7.3.32 Einfluß von L_P/B_P auf die hydrodynamische Dämpfung b_{33}

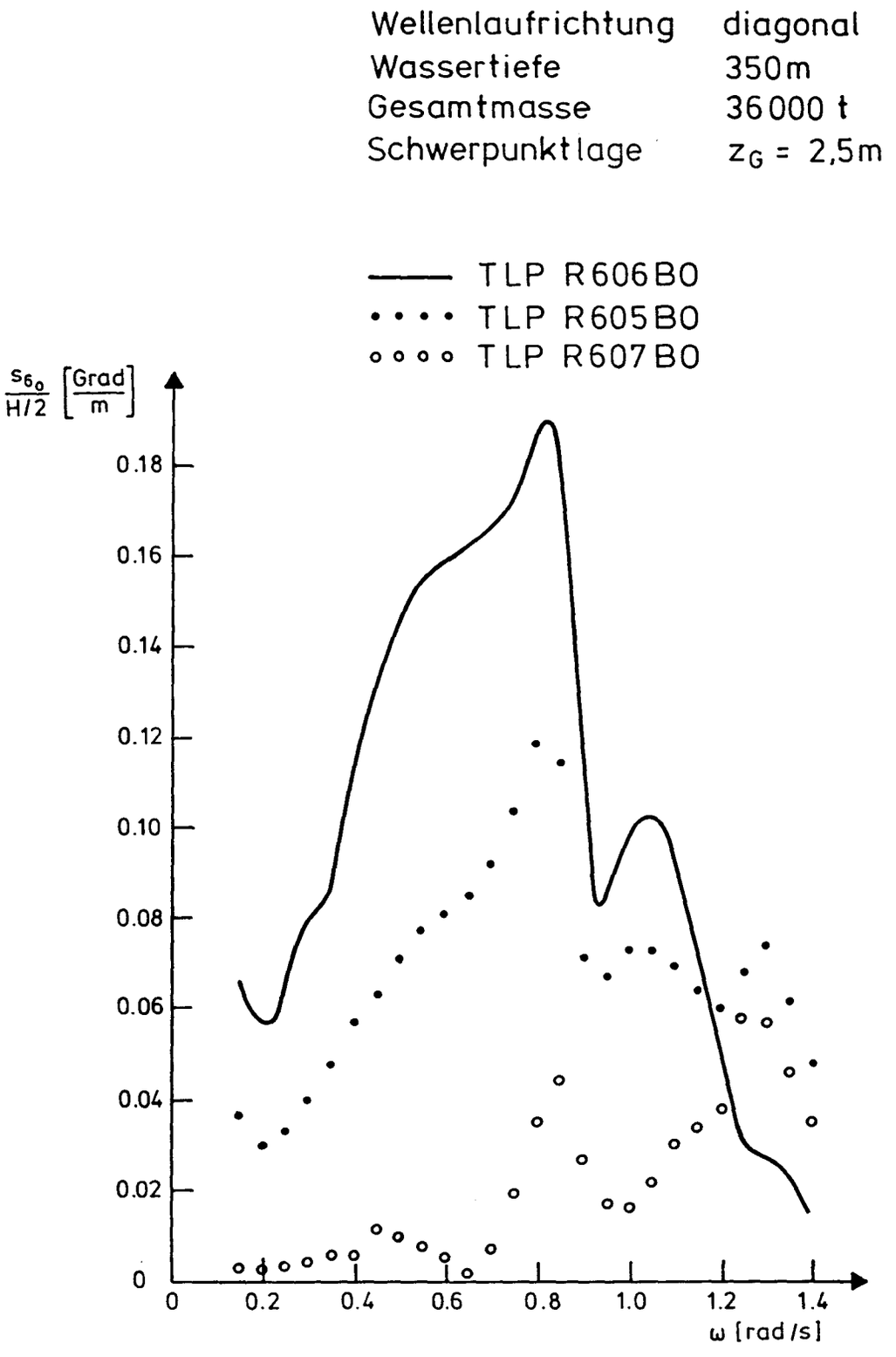


Abb. 7.3.33 Einfluß von L_P/B_P auf die Yaw-Amplituden bei diagonal laufenden Wellen

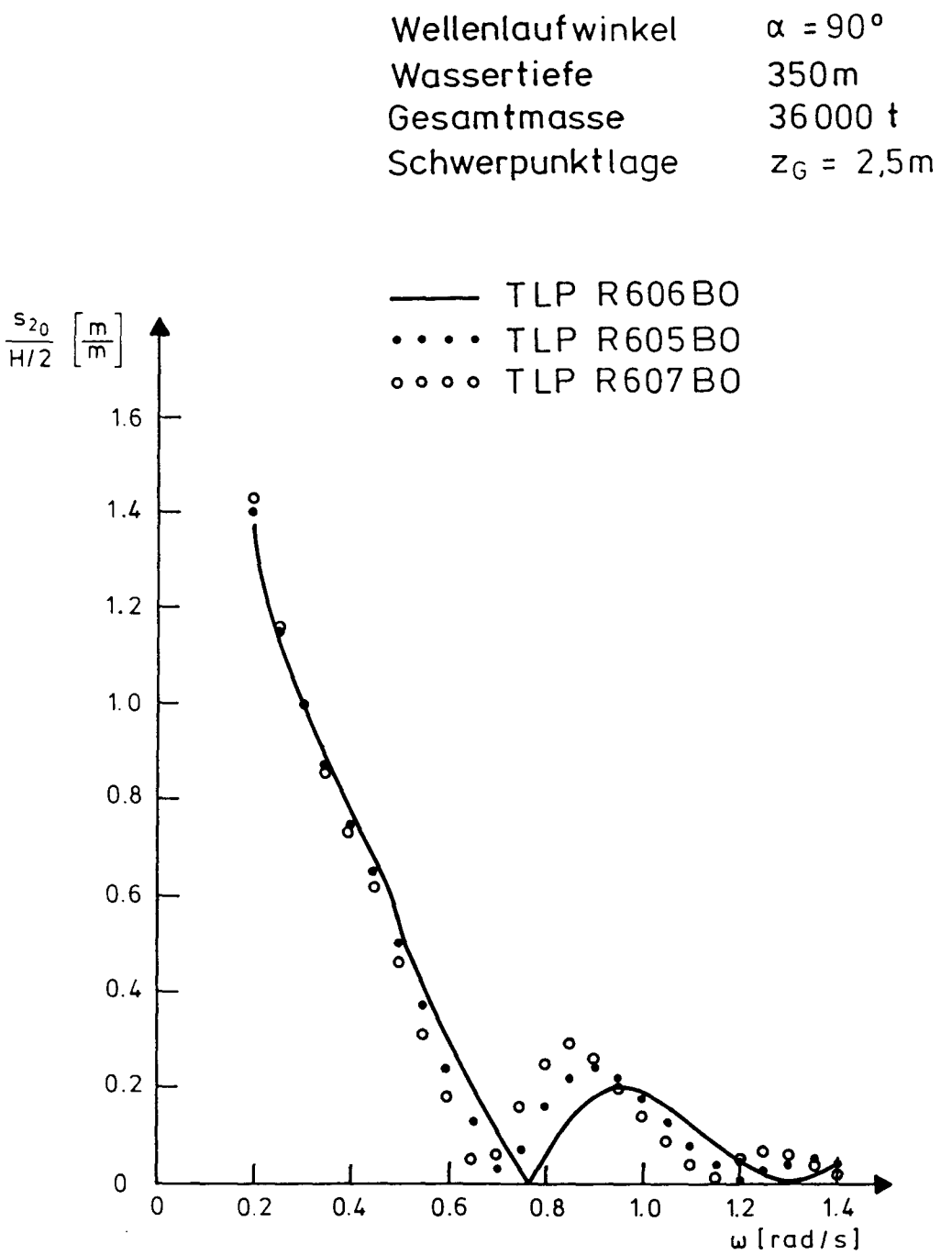


Abb. 7.3.34 Einfluß von L_P/B_P auf die Sway-Amplituden bei $\alpha = 90°$

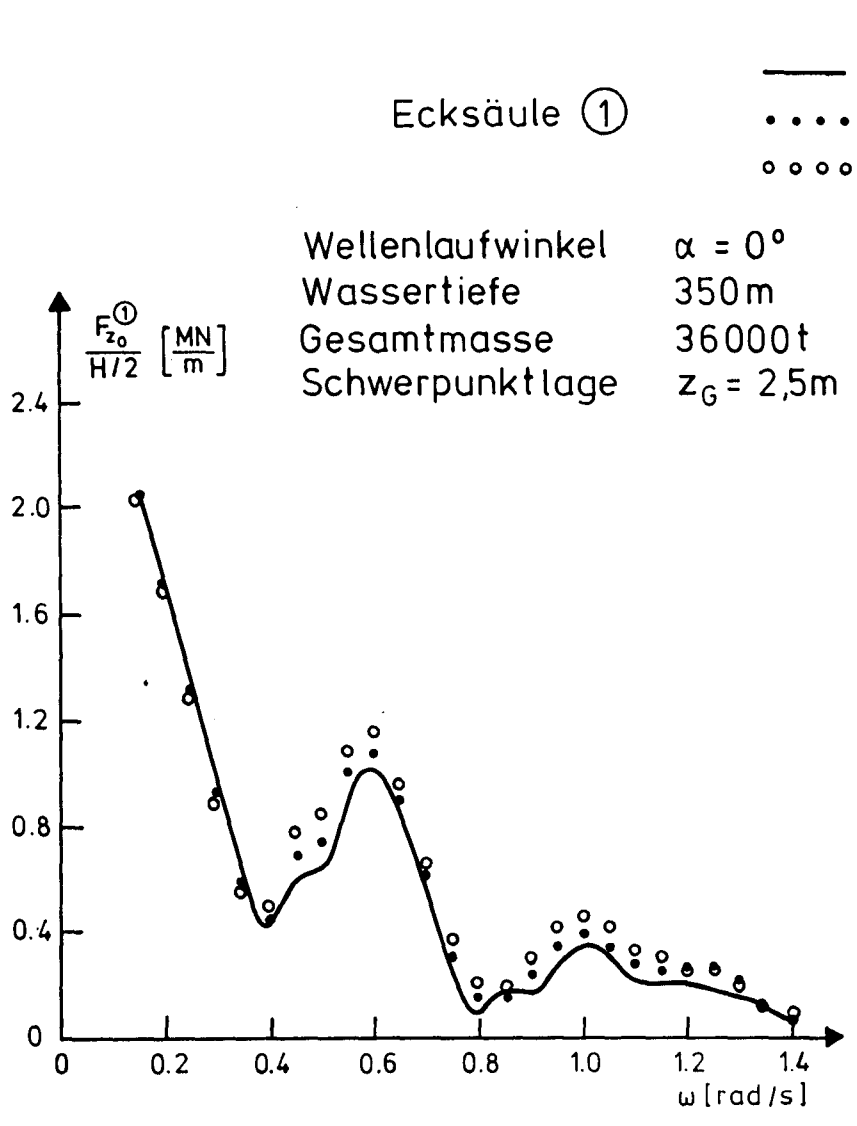


Abb. 7.3.35 Einfluß von L_P/B_P auf die Tendonkraft-Amplituden an Ecksäule 1 bei $\alpha = 0°$

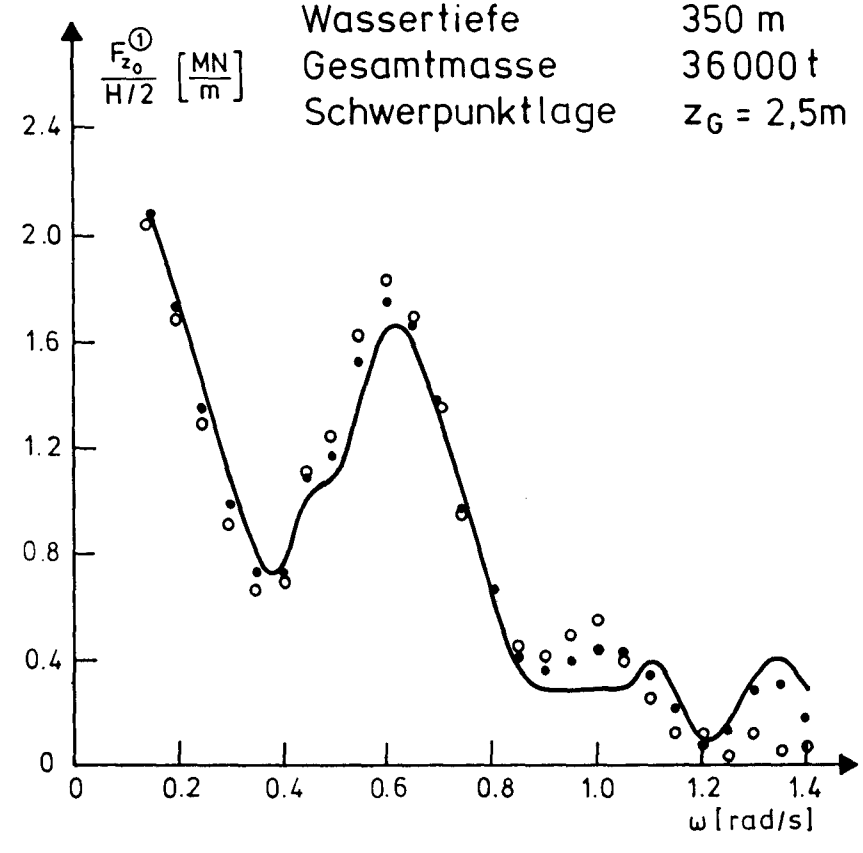


Abb. 7.3.36 Einfluß von L_P/B_P auf die Tendonkraft-Amplituden an Ecksäule 1 bei diagonal laufenden Wellen

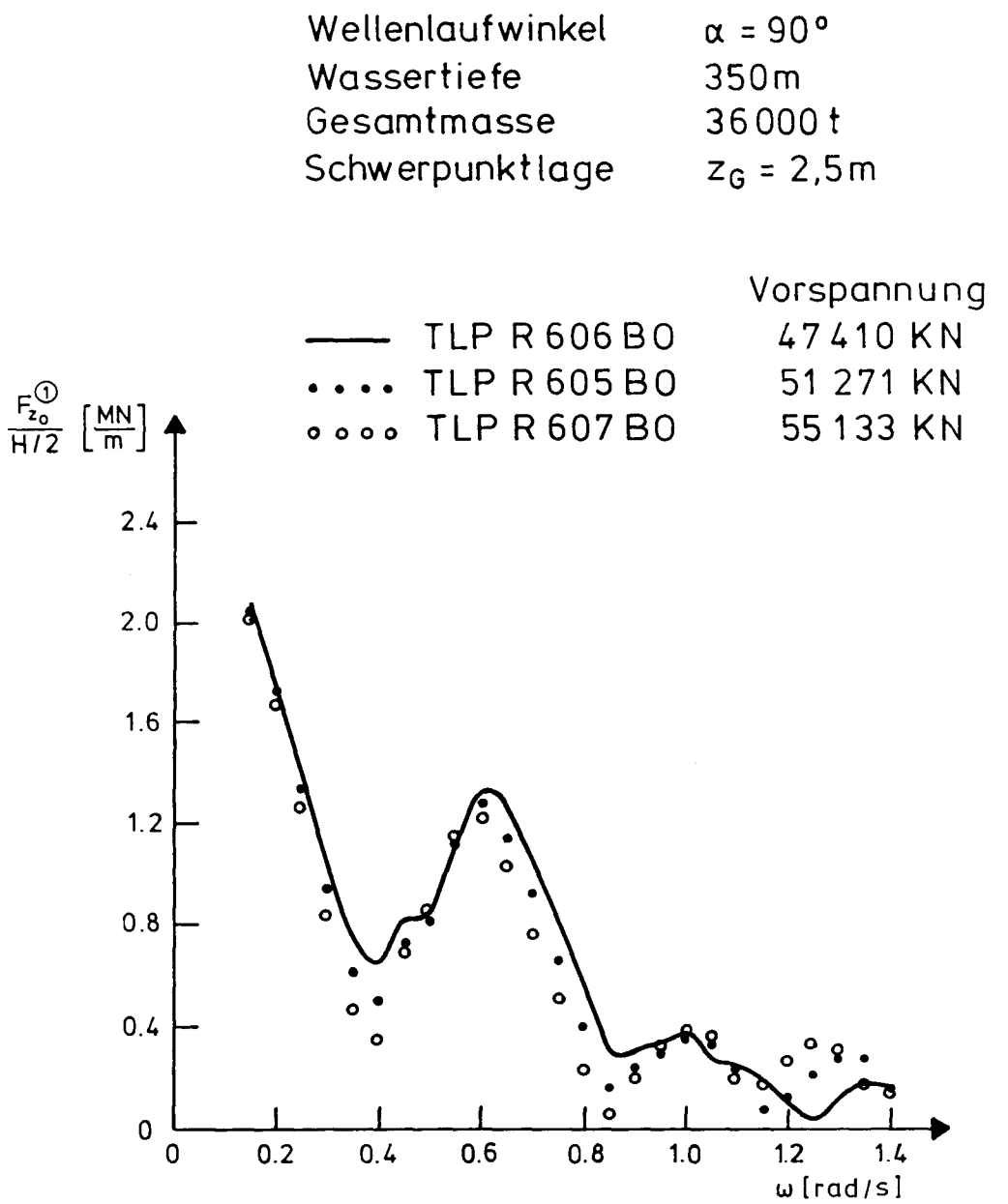


Abb. 7.3.37 Einfluß von L_P/B_P auf die Tendonkraft-Amplituden an Ecksäule 1 bei $\alpha = 90°$

7.4 Einfluß einiger Entwurfsparameter des Gesamtsystems auf das Bewegungsverhalten und die Tendonkräfte

In diesem Abschnitt werden die Auswirkungen der Änderungen der wichtigsten Entwurfsparameter, die unabhängig von der geometrischen Form des Schwimmkörpers im Entwurf vorgegeben bzw. anzunehmen sind, auf das Systemverhalten kurz erörtert.

Die wichtigste Fragestellung in der TLP-Entwurfspraxis, die mit der Optimierung des Verhältnisses der Nutzlast zur Verdrängung zusammenhängt, betrifft den Einfluß der Payload-Masse auf das Seeverhalten der Plattform.

Mit zunehmender Nutzlast, deren größter Teil im Decksbereich untergebracht wird, treten folgende Änderungen der Systemeigenschaften auf:

1. die Masse und die Trägheitsmomente der Plattform werden größer,
2. der Massenschwerpunkt verschiebt sich nach oben,
3. die Vorspannung der Tendons nimmt ab.

Die Geometrie des Schwimmkörpers, die Wassertiefe wie auch die wirksame Länge und die Dehnsteifigkeit der Tendons bleiben hierbei unverändert.

In Abb. 7.4.1 bis 7.4.3 sind die Übertragungsfunktionen der Bewegungen in den nachgiebigen Freiheitsgraden für ein auf den Schwimmkörper TLP R601 BO (vgl. Tabelle 7.2.1) basierendes TLP-System und vier Nutzlastwerte dargestellt. Es ist ersichtlich, daß die Bewegungsamplituden mit der zunehmenden Masse kleiner werden.

Abb. 7.4.4 und 7.4.5 zeigen die Übertragungsfunktionen der Tendonkräfte an den Ecksäulen 1 und 3 bei diagonal laufenden Wellen. Im Frequenzbereich ω zwischen 0.35 und 0.70 rad/s nehmen die Tendonkraft-Amplituden mit größer werdender Nutzlast um etwa 20 bis 39 % zu. Im kritischen Lastfall bei der Nutzlast von 16000 t ist in diesem ω-Bereich, dem unter der Annahme der konstanten Wellensteilheit H/λ von 1/16 die Wellenhöhen H von 30 bis 8 m zuzuordnen sind, damit zu rechnen, daß die Tendonkraft-Amplituden die Vorspannkräfte überschreiten.

Eine solche Gegenüberstellung der Übertragungsfunktionen der Tendonkräfte in Abhängigkeit von der Nutzlast bildet zusammen mit der Seegangsstatistik des Einsatzgebietes und den angenommenen Sicherheitsfaktoren bzgl. der Überschreitung der statischen Vorspannkräfte in Tendons die Grundlage für die Optimierung des Verhältnisses der Nutzlast zur Verdrängung in der Vorentwurfsphase.

Durch die Änderungen der geometrischen und der mechanischen Charakteristika des Gesamtsystems kann man bei vorgegebener Nutzlast in einigen Iterationen das Maximum dieses Quotienten erreichen, wobei die Tendonkraft-Amplituden den durch die statische Vorspannkraft der betrachteten Entwurfsvariante und durch den Sicherheitsfaktor definierten Grenzwert nicht überschreiten.

Für die Reduzierung der Iterationen des Entwurfs sind außer den in Abschnitt 7.3 diskutierten Untersuchungen des Einflusses der Schwimmkörper-Geometrie die Kenntnisse über den Einfluß der Plattformmasse und der Schwerpunktlage auf das Bewegungsverhalten und die Tendonkräfte von großer Bedeutung.

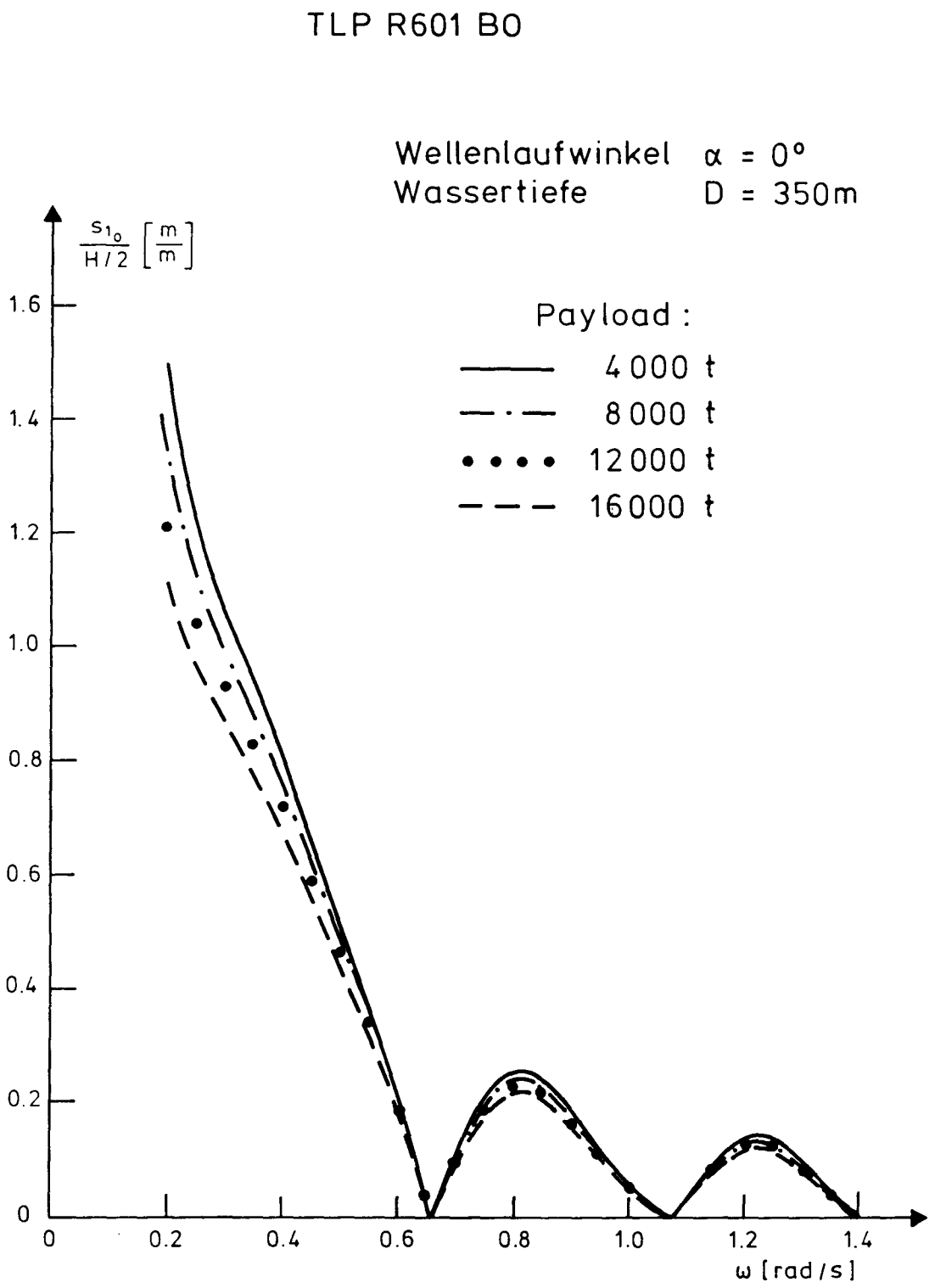


Abb. 7.4.1 TLP R601 BO. Einfluß der Nutzlast auf die Surge-Amplituden bei $\alpha = 0°$

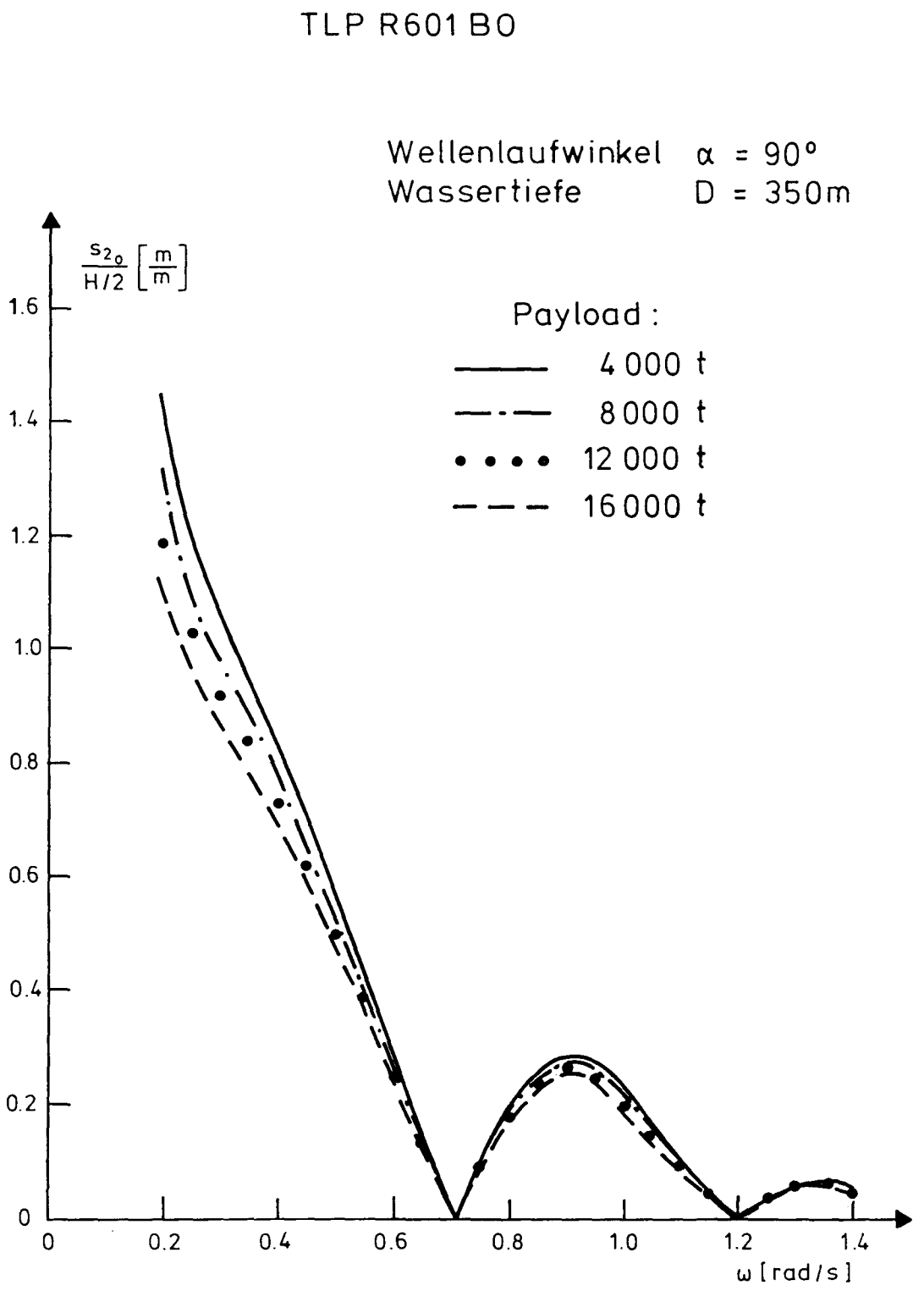


Abb. 7.4.2 TLP R601 BO. Einfluß der Nutzlast auf die Sway-Amplituden bei $\alpha = 90°$

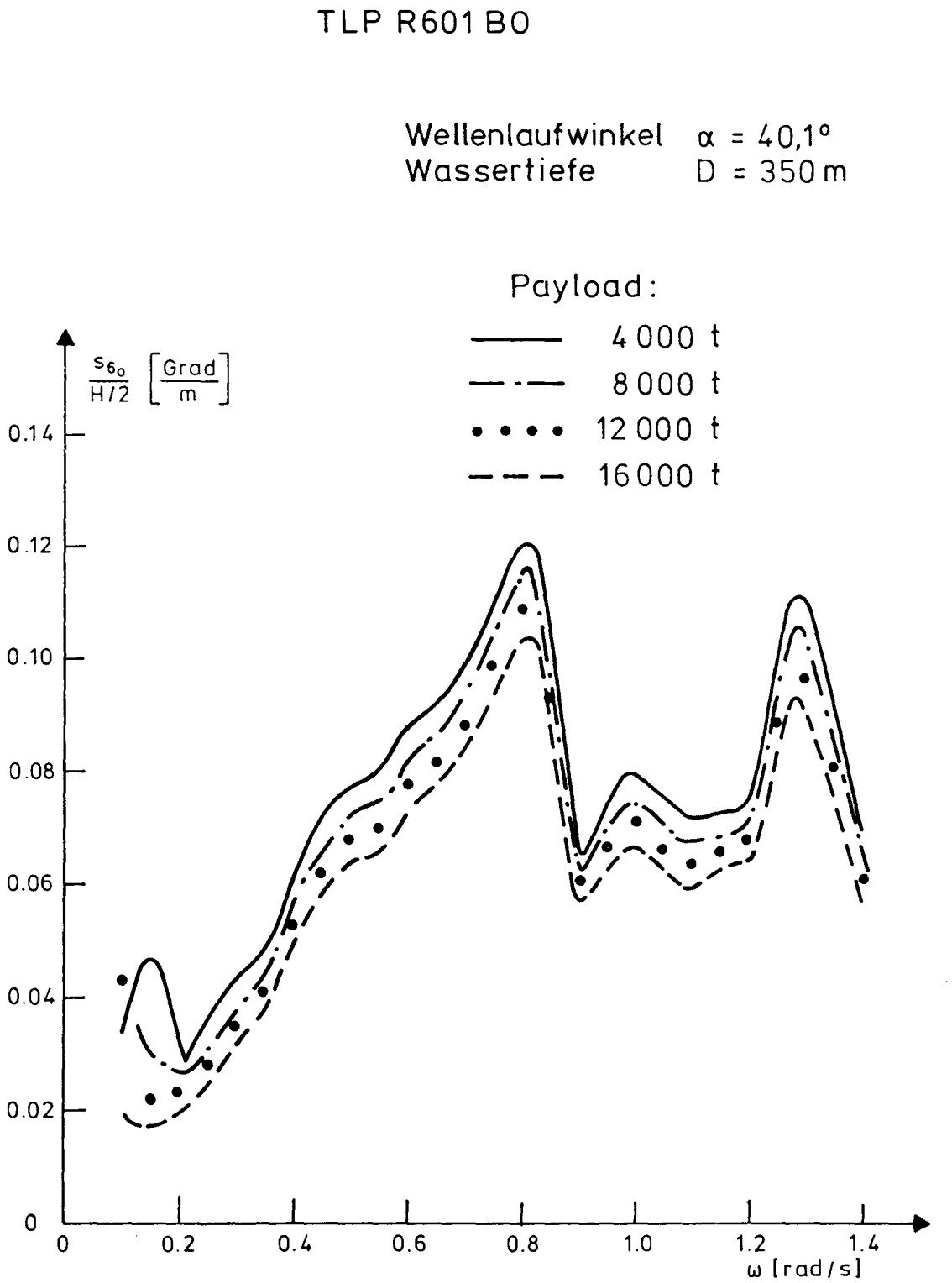


Abb. 7.4.3 TLP R601 BO. Einfluß der Nutzlast auf die Yaw-Amplituden bei diagonal laufenden Wellen

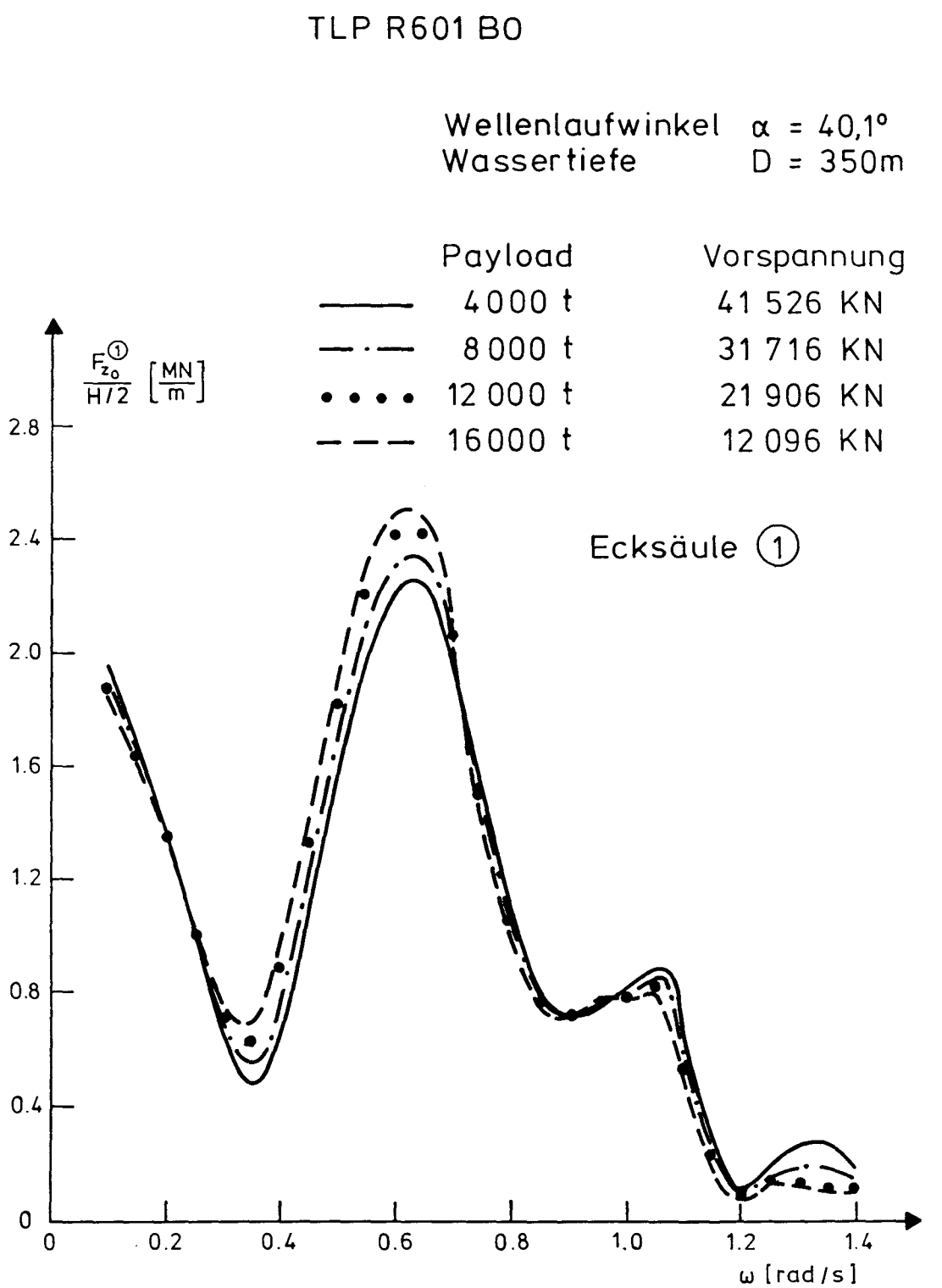


Abb. 7.4.4 TLP R601 BO. Einfluß der Nutzlast auf die Tendonkraft-Amplituden an Ecksäule 1 bei diagonal laufenden Wellen

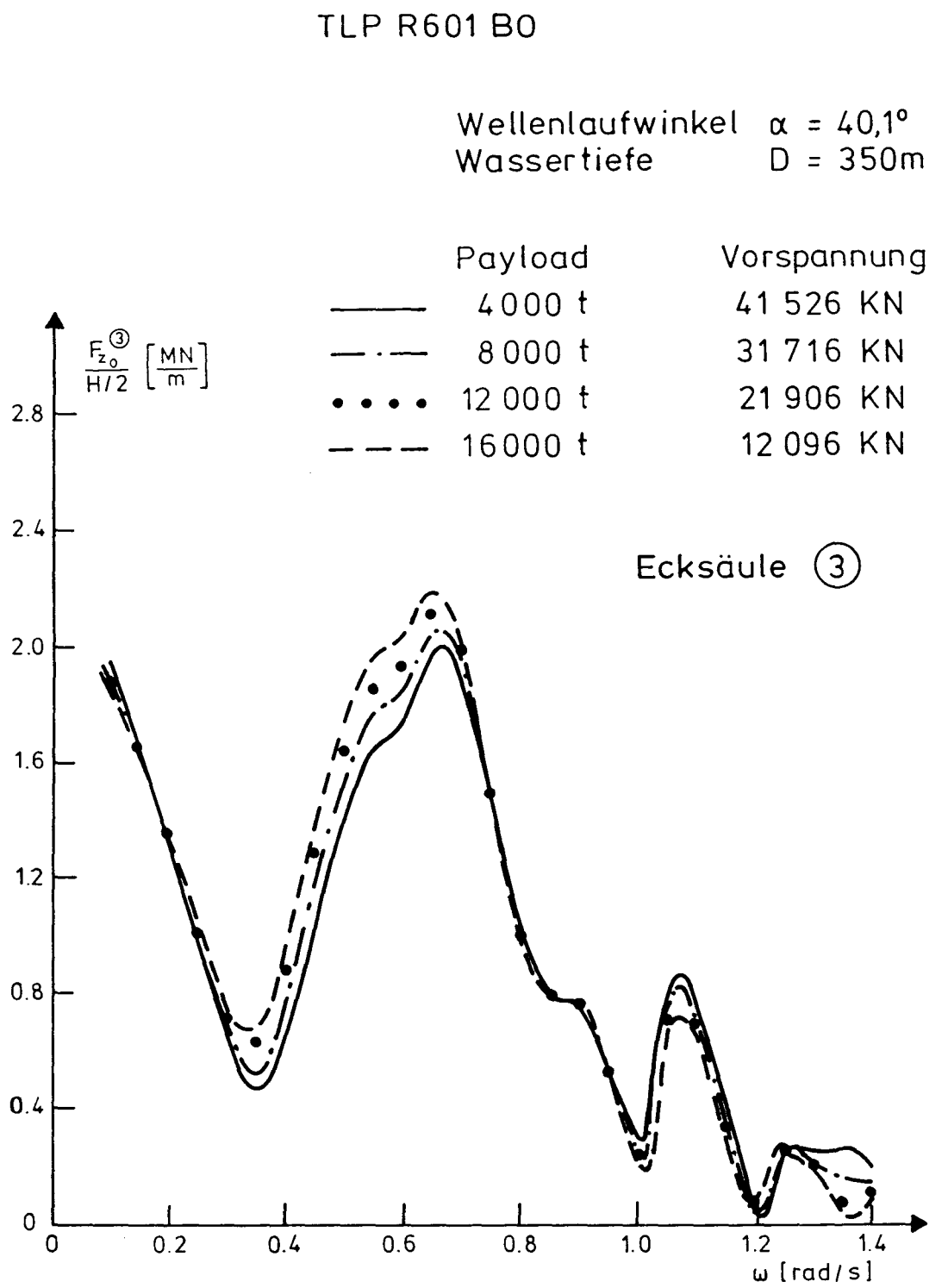


Abb. 7.4.5 TLP R601 BO. Einfluß der Nutzlast auf die Tendonkraft-Amplituden an Ecksäule 3 bei diagonal laufenden Wellen

Die systematischen Berechnungen haben gezeigt, daß die vertikale Lage des Schwerpunkts keinen Einfluß auf die Amplituden der Surge-, Sway- und Yaw-Bewegung hat. Sie wirkt sich aber sehr stark auf die Tendonkräfte aus. Dies veranschaulichen Abb. 7.4.6 und 7.4.7. Betrachtet wird dasselbe TLP-System auf der Basis des Schwimmkörpers TLP R601 BO mit 12000 t Payload. Mit zunehmender Vertikalkoordinate des Schwerpunkts (hier im Bereich von -7.0 bis $+7.0$ m bzgl. der Wasserlinie) nehmen die Tendonkraft-Amplituden im ω-Bereich von 0.35 bis 0.65 rad/s (Wellenhöhe H zwischen 30 und 10 m bei $H/\lambda = 1/16$) entsprechend um 100 bis 20 % zu. Berechnungen anderer Systemvarianten und Vergleiche der erzielten Ergebnisse haben gezeigt, daß die Sensitivität der Tendonkräfte bzgl. der vertikalen Lage des Massenschwerpunkts der Plattform bei derselben Geometrie des Schwimmkörpers vor allem von der Wellenperiode und vom Wellenlaufwinkel, nicht aber von der Gesamtmasse der TLP abhängt.

Es ist tatsächlich so, daß die Plattformmasse die Tendonkraft-Amplituden bei konstant gehaltener Vertikalkoordinate des Schwerpunkts nur geringfügig beeinflußt, was anhand der in Abb. 7.4.8 und 7.4.9 präsentierten Ergebnisse deutlich gemacht wird. Die Massenerhöhung um fast 50 % hat eine Erhöhung der Tendonkraft-Amplituden um 5 bis 10 % zur Folge. Es muß aber dabei beachtet werden, daß mit zunehmender Masse der Auftriebsüberschuß kleiner wird, so daß es unter Umständen zur Überschreitung der Vorspannkräfte durch die Tendonkraft-Amplituden kommen kann.

In Hinblick auf die Entwurfsoptimierung ist zu merken, daß sich die Effekte der Massenerhöhung und der Verschiebung des Schwerpunkts nach oben in ihren Auswirkungen auf die Erhöhung der dynamischen Beanspruchung des Verspannungssystems zueinander addieren. Durch Herabsenkung des Schwerpunkts können, insbesondere bei größerer Nutzlast, die Gefahr der Überschreitung der Vorspannkraft wie auch die dynamische Belastung der Tendons reduziert werden.

In der Entwurfspraxis wird oft gefordert, daß das zu entwickelnde TLP-System in unterschiedlichen Wassertiefen eingesetzt werden kann. In dem Zusammenhang ist von Interesse, wie sich das Bewegungsverhalten der TLP und die Beanspruchung des Verspannungssystems in Abhängigkeit von der Wassertiefe ändern.

Die durchgeführten Analysen haben ergeben, daß mit zunehmender Wassertiefe die Amplituden der Surge- und Sway-Bewegung im niederfrequenten Bereich ($\omega \leq 0.40$ rad/s), die Amplituden der Yaw-Bewegung im gesamten interessierenden Frequenzbereich geringfügig abnehmen. Die Amplituden der Tendonkräfte werden mit wachsender Wassertiefe im Frequenzbereich kleinerer Wellenlängen ($\omega > 0.50$ $rad/s, H < 15$ m bei $H/\lambda = 1/16$) größer. Einige Beispielergebnisse hierzu zeigen Abb. 7.4.10 bis 7.4.12.

Darüber hinaus wurde festgestellt, daß die Sensitivität der Bewegungsamplituden bzgl. der Wassertiefe mit wachsender Nutzlast (Plattformmasse) abnimmmt.

Bei der Wahl der Bemessungsgrundlage des Verspannungssystems, insbesondere in Hinblick auf die Abschätzung der Lebensdauer, muß in solchen Fällen immer von der Belastung bei der größten vorgesehenen Wassertiefe ausgegangen werden. Außerdem darf bei sehr großen Wassertiefen im Bereich von 700 bis 1000 m nicht mehr das Tendongewicht im Wasser vernachlässigt werden. Es erreicht bei diesen Wassertiefen etwa 10 % der Auftriebskraft des Schwimmkörpers.

Abschließend wird der Einfluß der Dehnsteifigkeit der Tendons auf das Seeverhalten des TLP-Systems dargestellt.

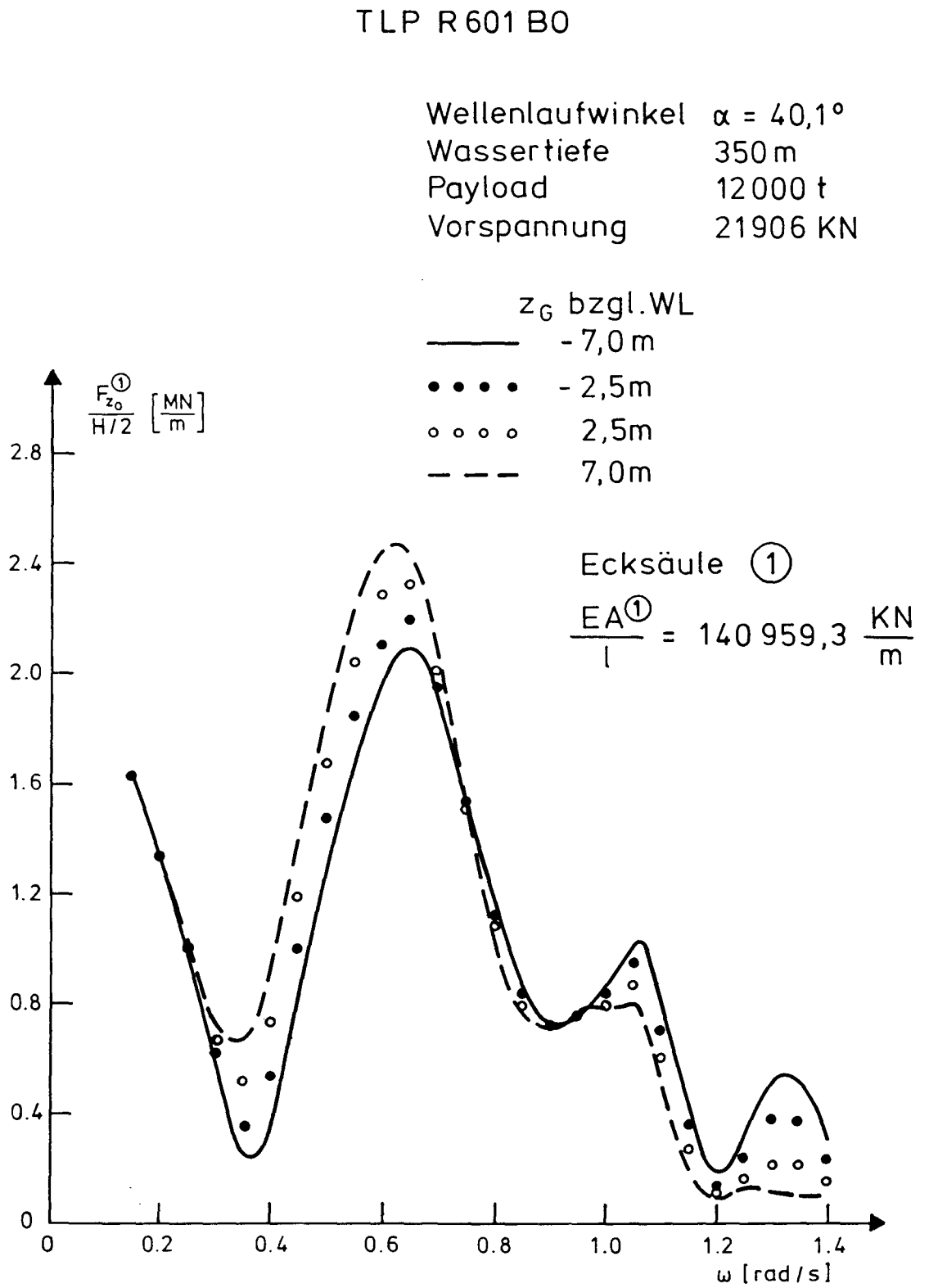


Abb. 7.4.6 TLP R601 BO. Einfluß der Schwerpunktlage auf die Tendonkraft-Amplituden an Ecksäule 1 bei diagonal laufenden Wellen

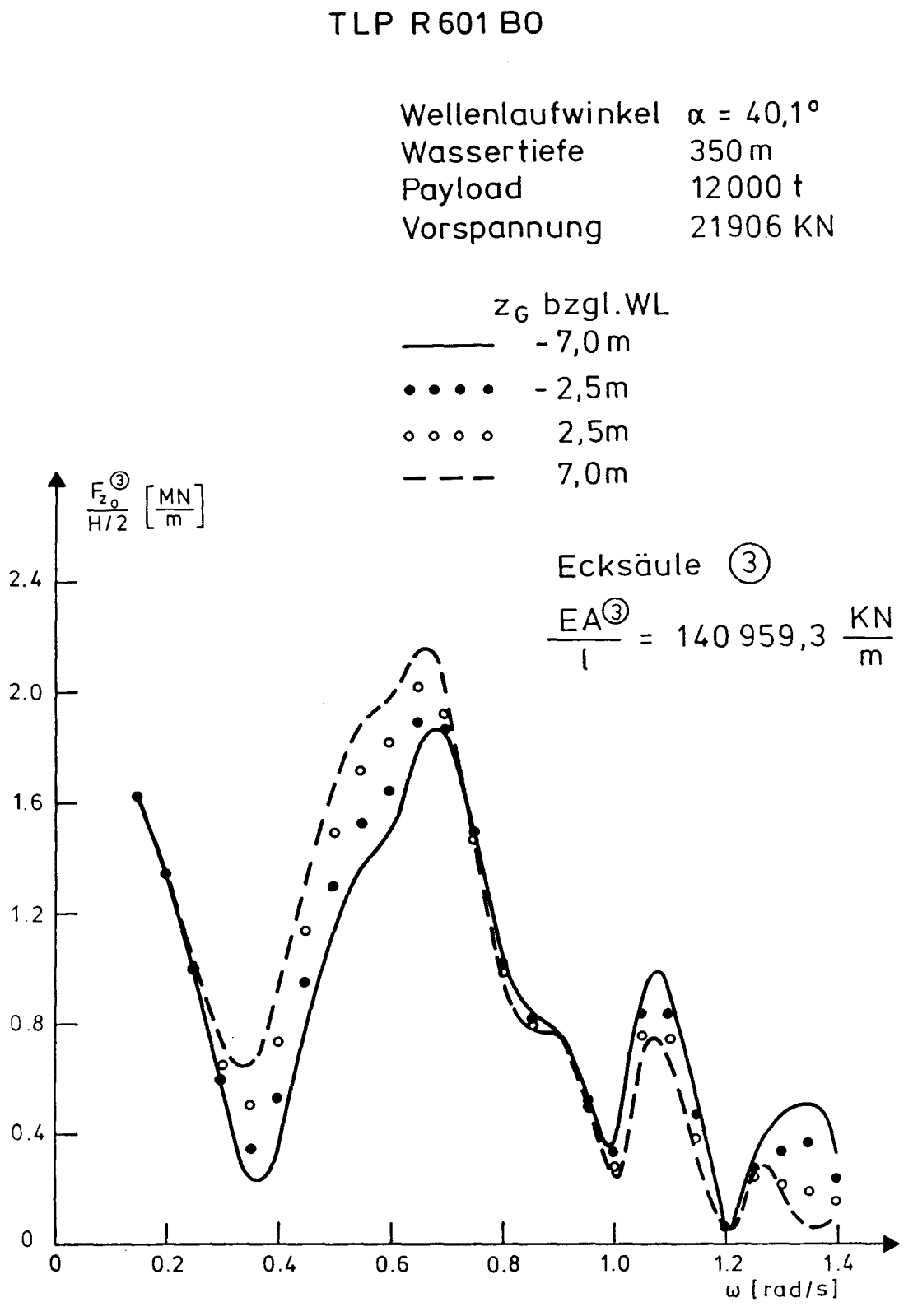


Abb. 7.4.7 TLP R601 BO. Einfluß der Schwerpunktlage auf die Tendonkraft-Amplituden an Ecksäule 3 bei diagonal laufenden Wellen

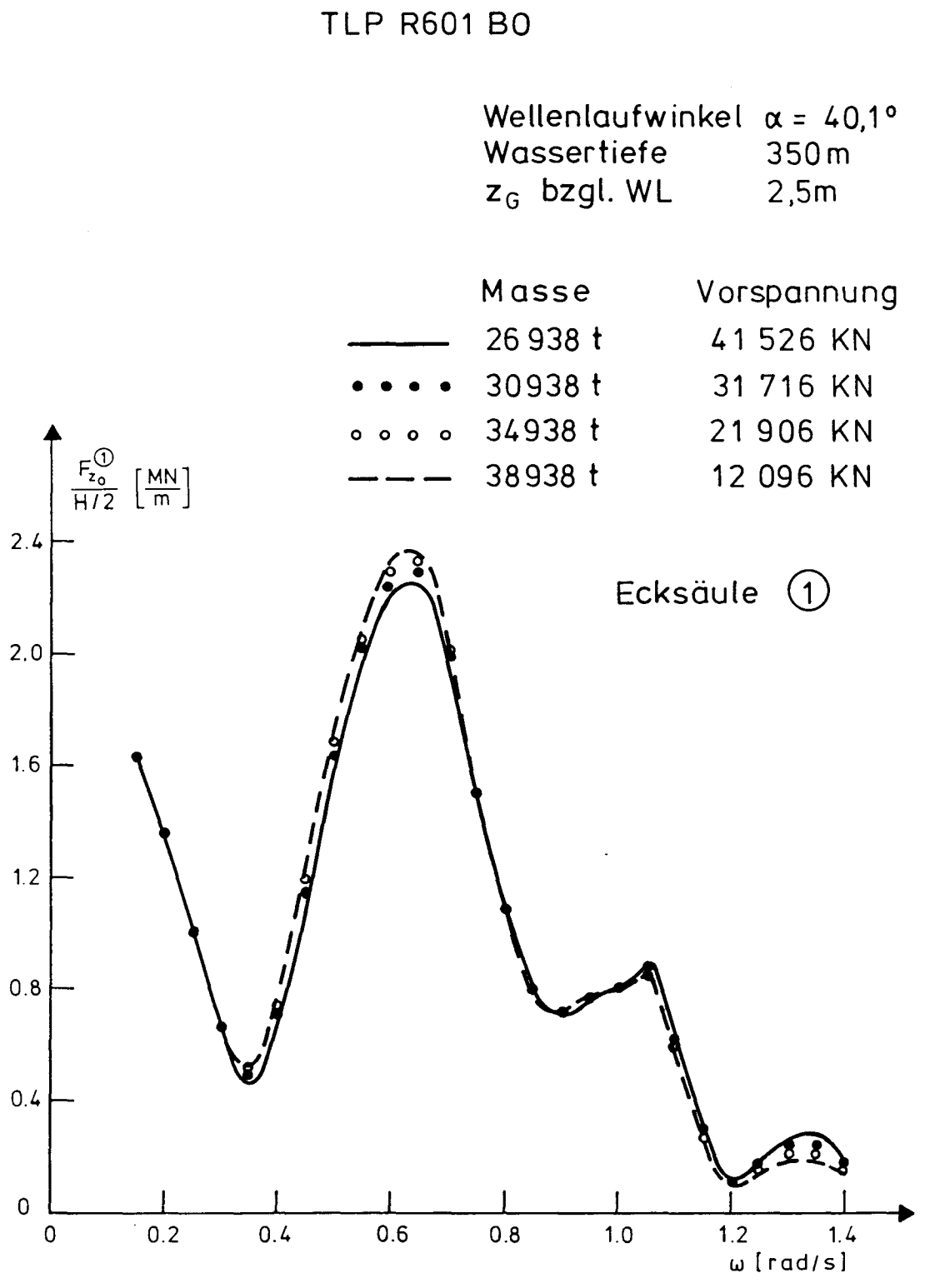


Abb. 7.4.8 TLP R601 BO. Einfluß der Gesamtmasse auf die Tendonkraft-Amplituden an Ecksäule 1 bei diagonal laufenden Wellen

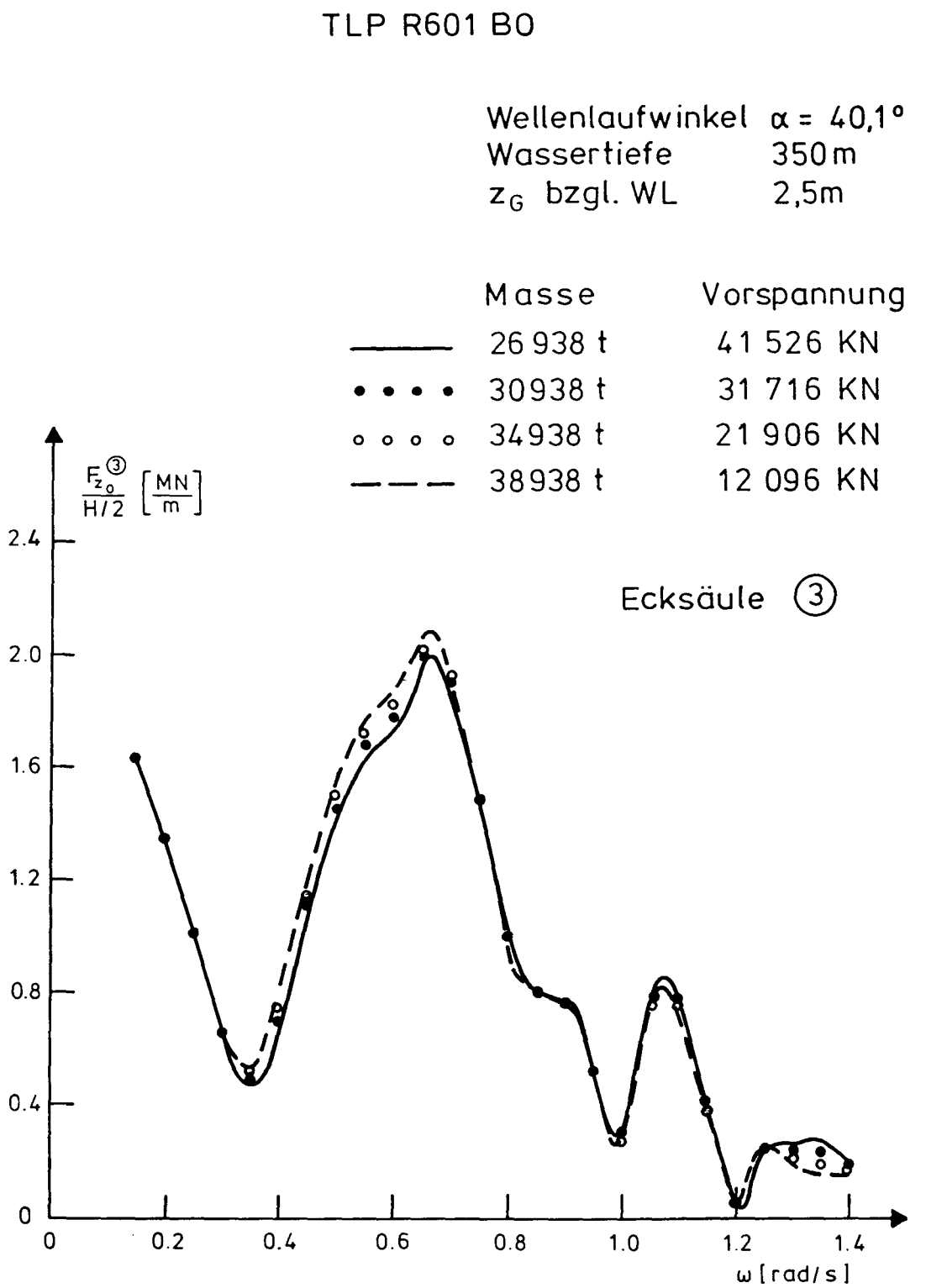


Abb. 7.4.9 TLP R601 BO. Einfluß der Gesamtmasse auf die Tendonkraft-Amplituden an Ecksäule 3 bei diagonal laufenden Wellen

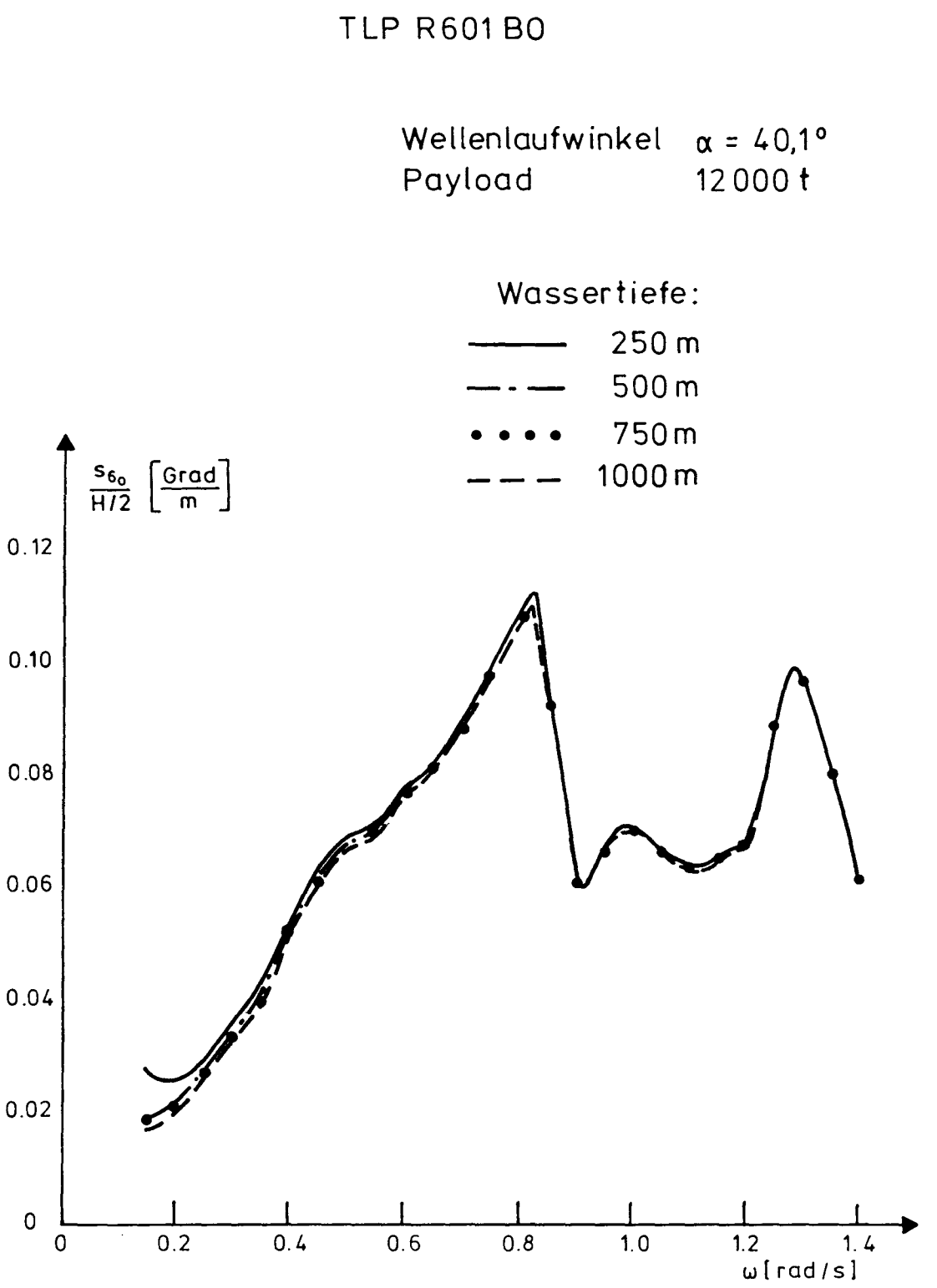


Abb. 7.4.10 TLP R601 BO. Einfluß der Wassertiefe auf die Yaw-Amplituden bei diagonal laufenden Wellen

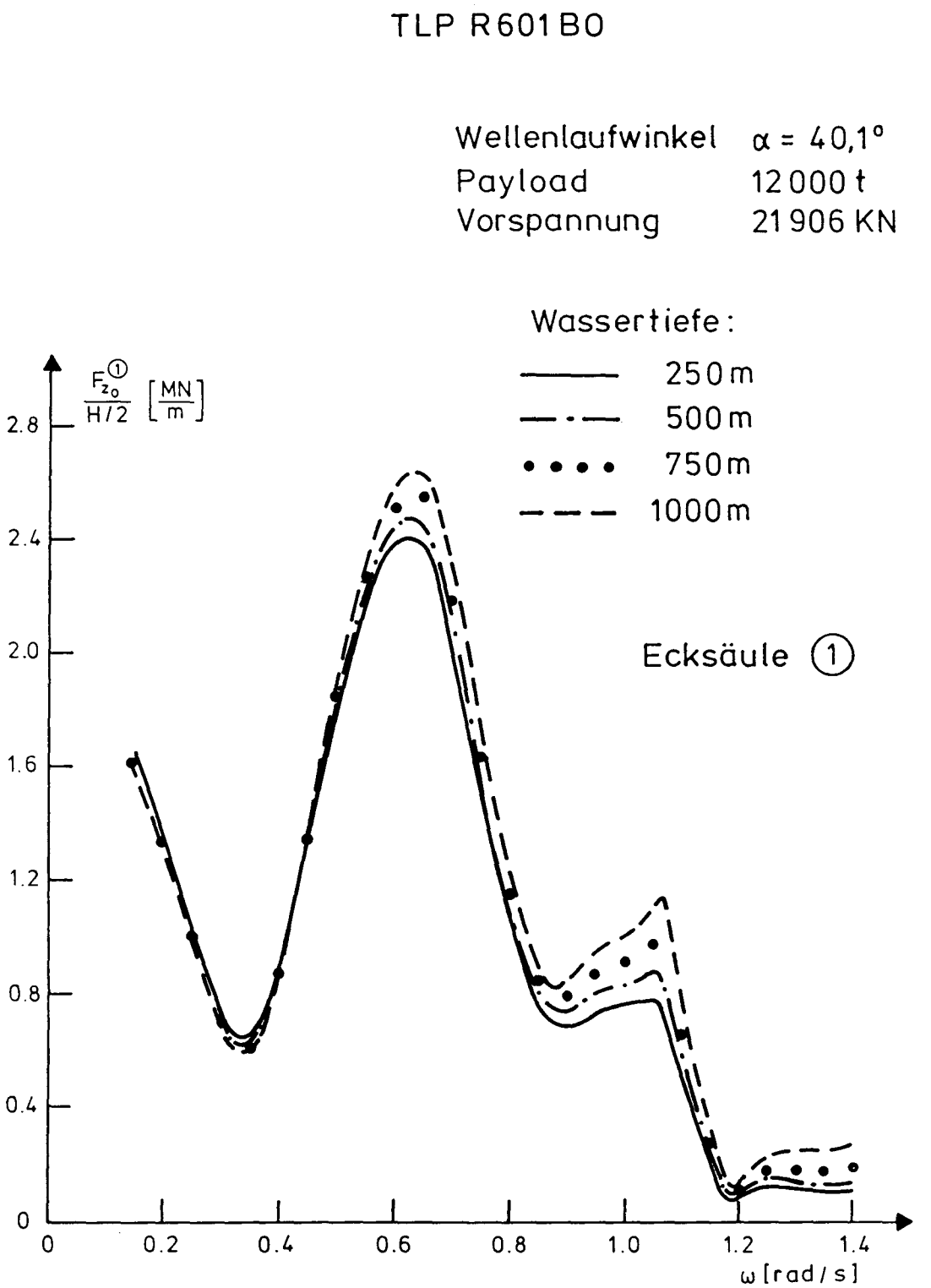


Abb. 7.4.11 TLP R601 BO. Einfluß der Wassertiefe auf die Tendonkraft-Amplituden an Ecksäule 1 bei diagonal laufenden Wellen

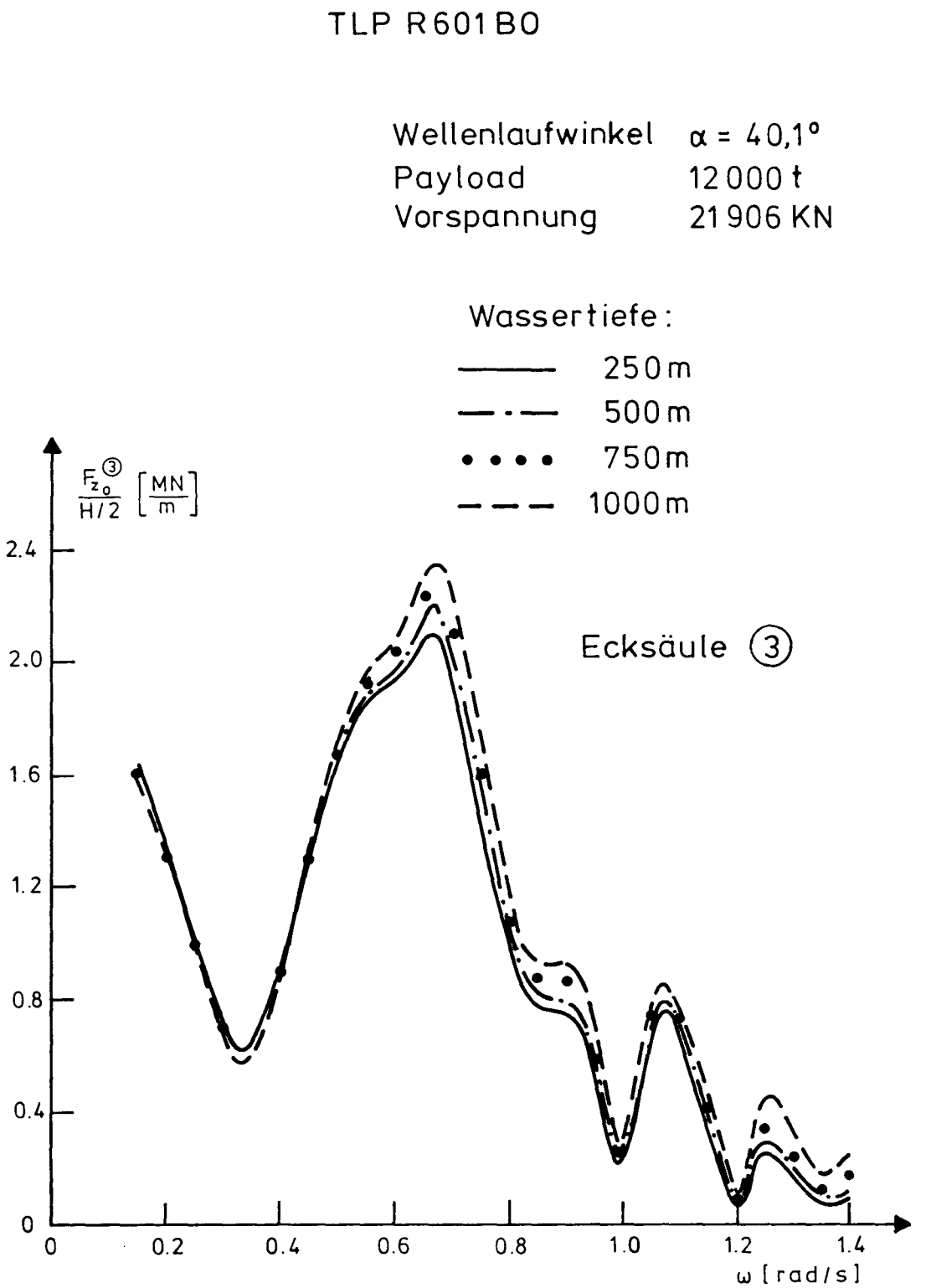


Abb. 7.4.12 TLP R601 BO. Einfluß der Wassertiefe auf die Tendonkraft-Amplituden an Ecksäule 3 bei diagonal laufenden Wellen

Die Untersuchungen haben gezeigt, daß die Änderungen des wirksamen Querschnitts der Tendons im Bereich von 60 bis 140 % der Bezugsgröße A_0 (vgl. Abschnitt 7.2) keinen Einfluß auf die Bewegungsamplituden in den nicht gefesselten Freiheitsgraden haben. Mit zunehmender Dehnsteifigkeit der Tendons nehmen die Amplituden der Tendonkräfte um ein paar Prozent ab. Dies zeigen beispielhaft Abb. 7.4.13 und 7.4.14.

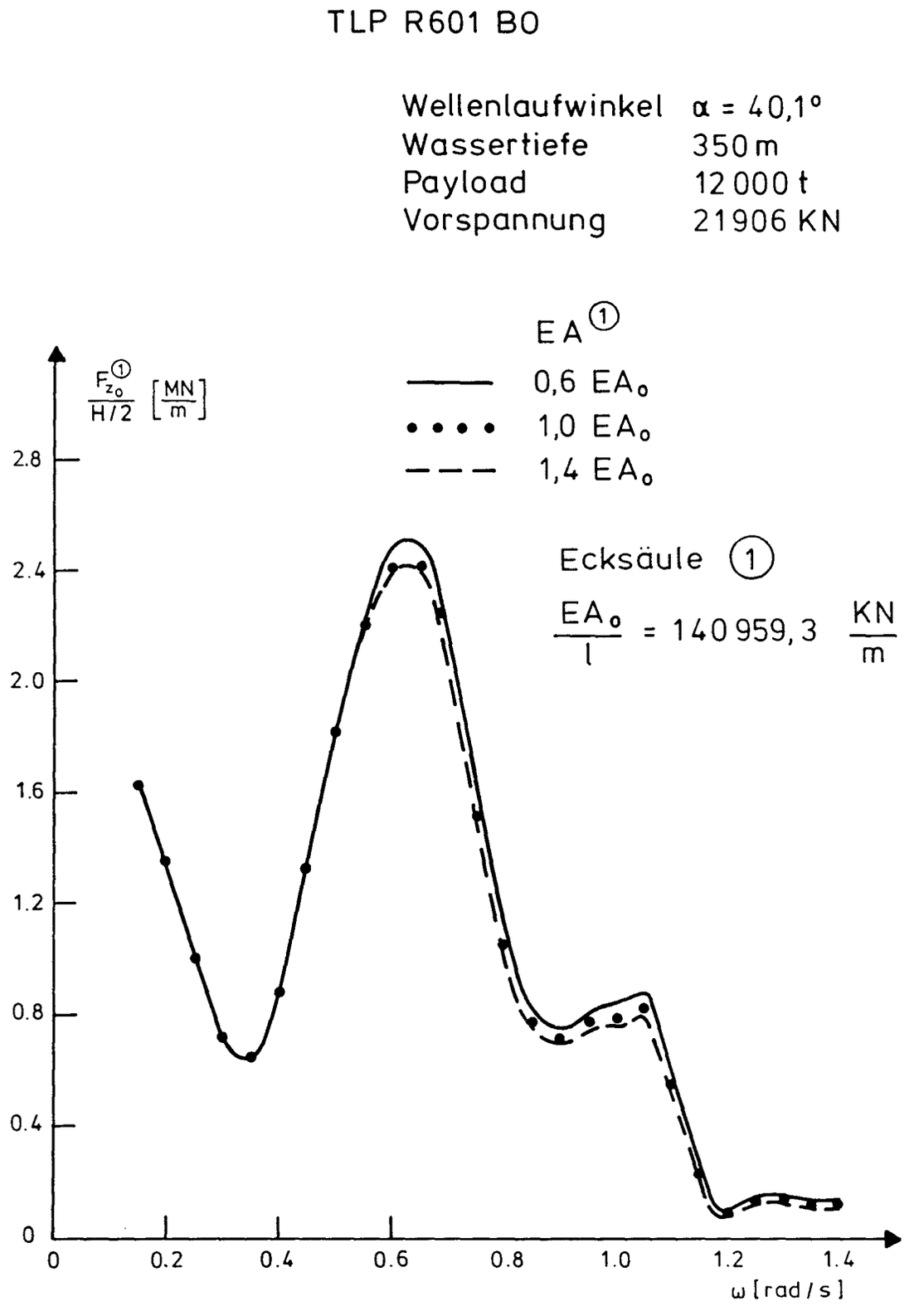


Abb. 7.4.13 TLP R601 BO. Einfluß der Dehnsteifigkeit der Tendons auf die Tendonkraft-Amplituden an Ecksäule 1 bei diagonal laufenden Wellen

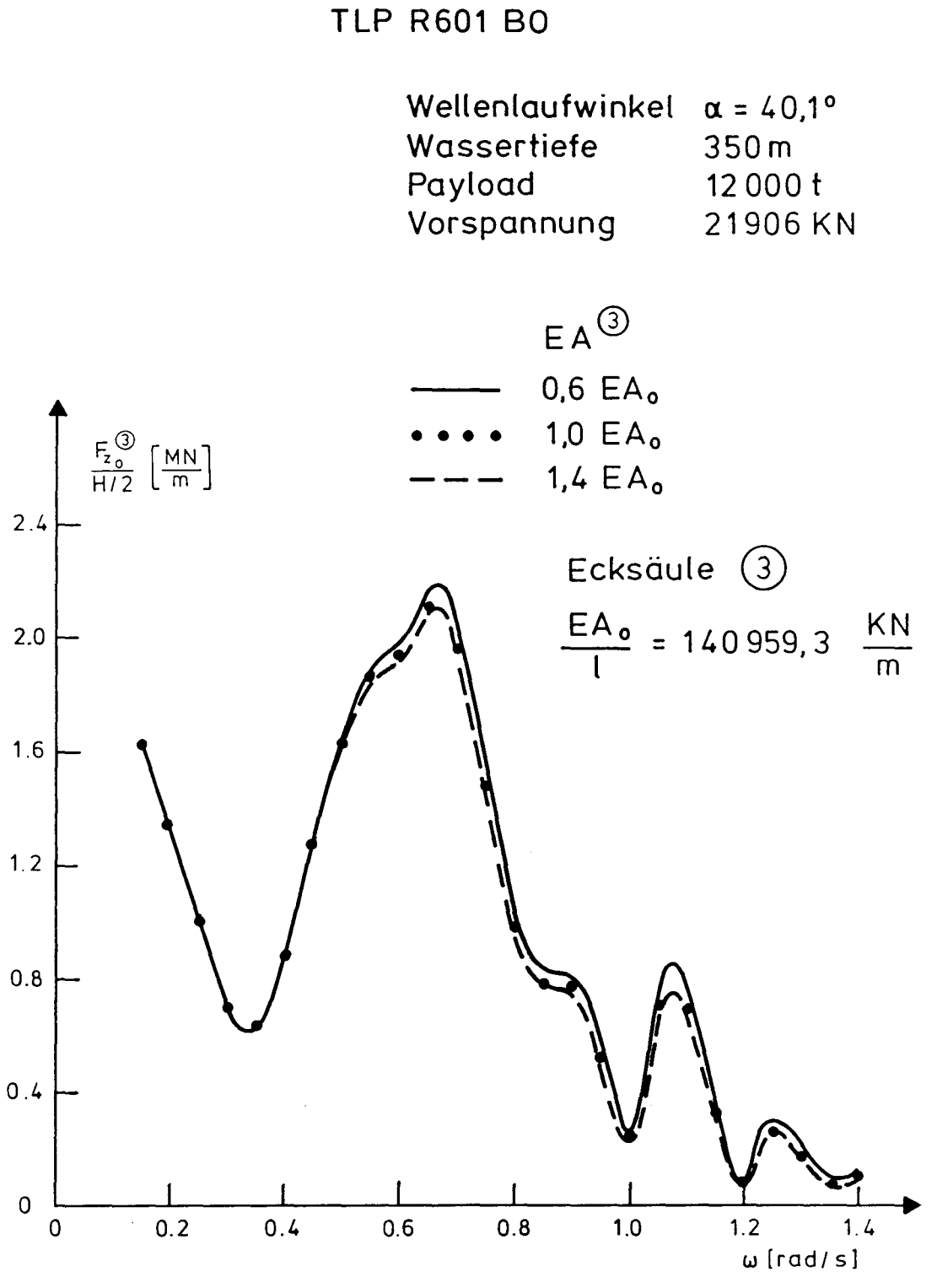


Abb. 7.4.14 TLP R601 BO. Einfluß der Dehnsteifigkeit der Tendons auf die Tendonkraft-Amplituden an Ecksäule 3 bei diagonal laufenden Wellen

8 Integriertes Programmsystem

8.1 Allgemeine Darstellung

Ein wichtiges Ziel der Arbeit war die Konzipierung eines integrierten Programmsystems, d.h. die Kopplung der vorhandenen bzw. neu entwickelten Rechenprogramme zu einem größeren Paket, das die Durchführung der in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen Entwurfsschritte in größerer Vollständigkeit erlaubt. Dadurch wird dem Anwender die Möglichkeit gegeben, die mit seiner Problemstellung verbundenen Einzeltätigkeiten in einer einheitlichen Umgebung sozusagen unter einem Dach durchzuführen, wobei die von ihm geforderten Kenntnisse der dem Programmsystem unterliegenden Hardware- bzw. Betriebssystemebene minimal bleiben sollen.

Das Programmsystem wurde auf der Großrechenanlage Cyber 860/Cyber 205 des Max-Planck-Instituts für Meteorologie in Hamburg implementiert. Bedingt durch den Bedarf an hoher Rechnerleistung, wie ihn Entwurfsaufgaben von Offshore-Konstruktionen typischerweise erfordern, war das Kriterium der Leistungsfähigkeit der Maschine von wesentlichem Einfluß, so daß an die Optimierung der Mensch-Maschine-Kommunikation in Hinblick auf CAD-Anwendungen gemäß dem Standard solcher Großrechner Konzessionen gemacht werden mußten.

Der Umfang der Entwurfsaufgabe und somit auch die Größe des Programmsystems machen die Aufteilung in flexible Untereinheiten, sogenannte Module, notwendig. Dabei wurde Wert darauf gelegt, die logische Struktur der Entwurfstätigkeit in den inneren Aufbau der Module zu übernehmen. Gemäß der Unabhängigkeit der Teilaufgaben sind auch die Module in ihrer Funktionsweise voneinander unabhängig, so daß Änderungen, die die interne Struktur eines Moduls betreffen, sich nicht auf die anderen auswirken. Die Abhängigkeit der Module voneinander wird lediglich durch den Datenfluß zwischen ihnen bestimmt.

Bei der Realisierung der einzelnen Einheiten stand das Bestreben im Vordergrund, durch klar definierte Schnittstellen zwischen den Programmen den Informationsfluß zu optimieren und dadurch den Benutzer bei der Steuerung des Berechnungsablaufs weitgehend zu entlasten. Die Gestaltung der Teilkomponenten der Module orientierte sich einerseits an der Einbindung benutzter Standardsoftware und bereits vorhandenen Rechenprogrammen und andererseits an den Charakteristika der zugrunde liegenden Maschine, wie etwa Ausnutzung der Betriebsmittel oder Job-Durchsatz. Soweit wie möglich wurden bei der Programmierung maschinenunabhängige Standards berücksichtigt.

8.2 Aufbau des integrierten Programmsystems für Entwurf und Konstruktion von Strukturen mit Auftriebsüberschuß

Die Module umfassen folgende Aufgabenkomplexe:

1. Hydrodynamische Analyse und linearisierte Analyse des Seeverhaltens im Frequenzbereich

2. Nichtlineare Analyse des Seeverhaltens im Zeitbereich

3. Dynamische Analyse der Plattformstruktur

4. Nichtlineare Analyse von Risern und Tendons

Die Abb. 8.2.1 bis 8.2.4 zeigen die genaue Ablaufstruktur der Module, ihre Aufteilung in Unterebenen und die Kommunikation zwischen den einzelnen Programmen, die durch Rechtecke gekennzeichnet sind. Die benutzerunabhängige Datenübergabe erfolgt durch Dateien, die normalerweise auf demselben Speichermedium (Platten) sind, wie die Programme selbst und hier in Anlehnung an die Terminologie der CDC-Maschinen als "Tapes" bezeichnet werden. Vom Benutzer zu definierende Input-Daten werden hier durch das Symbol einer Lochkarte und die Ergebnisse der Berechnungen durch die symbolische Darstellung des Drucker-Papiers dargestellt.

Die vier Module sind in folgende logische Ebenen aufgeteilt:

Modul 1:

- Hydrodynamische Analyse des Schwimmkörpers
- Linearisierte Analyse des Seeverhaltens in regelmäßigen Wellen
- Linearisierte Analyse des Seeverhaltens im natürlichen Seegang

Modul 2:

- Hydrodynamische Analyse des Schwimmkörpers
- Lastanteile, hydrodynamische und mechanische Charakteristika des Systems
- Aufstellung und Integration der Bewegungsgleichungen im Zeitbereich
- Auswertung der Zeitreihen

Modul 3:

- Hydrodynamische Analyse der Struktur
- Umrechnung der Druckkräfte, äquivalente Einzelkräfte an den Knoten des Balkenmodells
- Berechnung der Verformungen und Schnittgrößen nach der Finite-Elemente-Methode
- Auswertung der Ergebnisse

Modul 4:

- Datenaufbereitung für die nichtlineare dynamische Analyse
- Lösung der nichtlinearen Bewegungsgleichungen im Zeitbereich nach der Methode der finiten Elemente
- Belastungskollektive für die Lebensdauerabschätzung
- Abschätzung der Lebensdauer nach dem deterministischen Verfahren

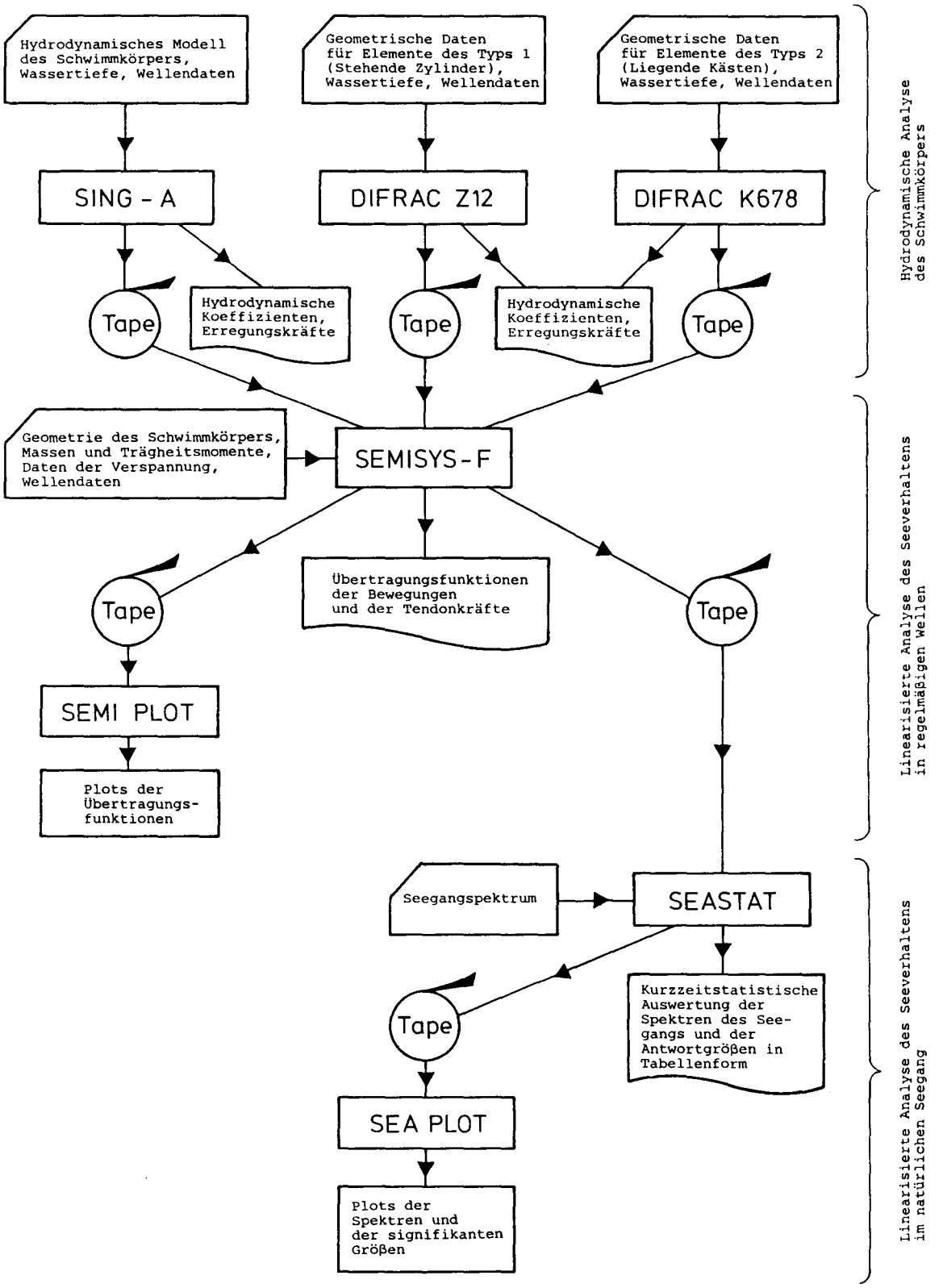


Abb. 8.2.1 Ablaufstruktur des Programm-Moduls 1

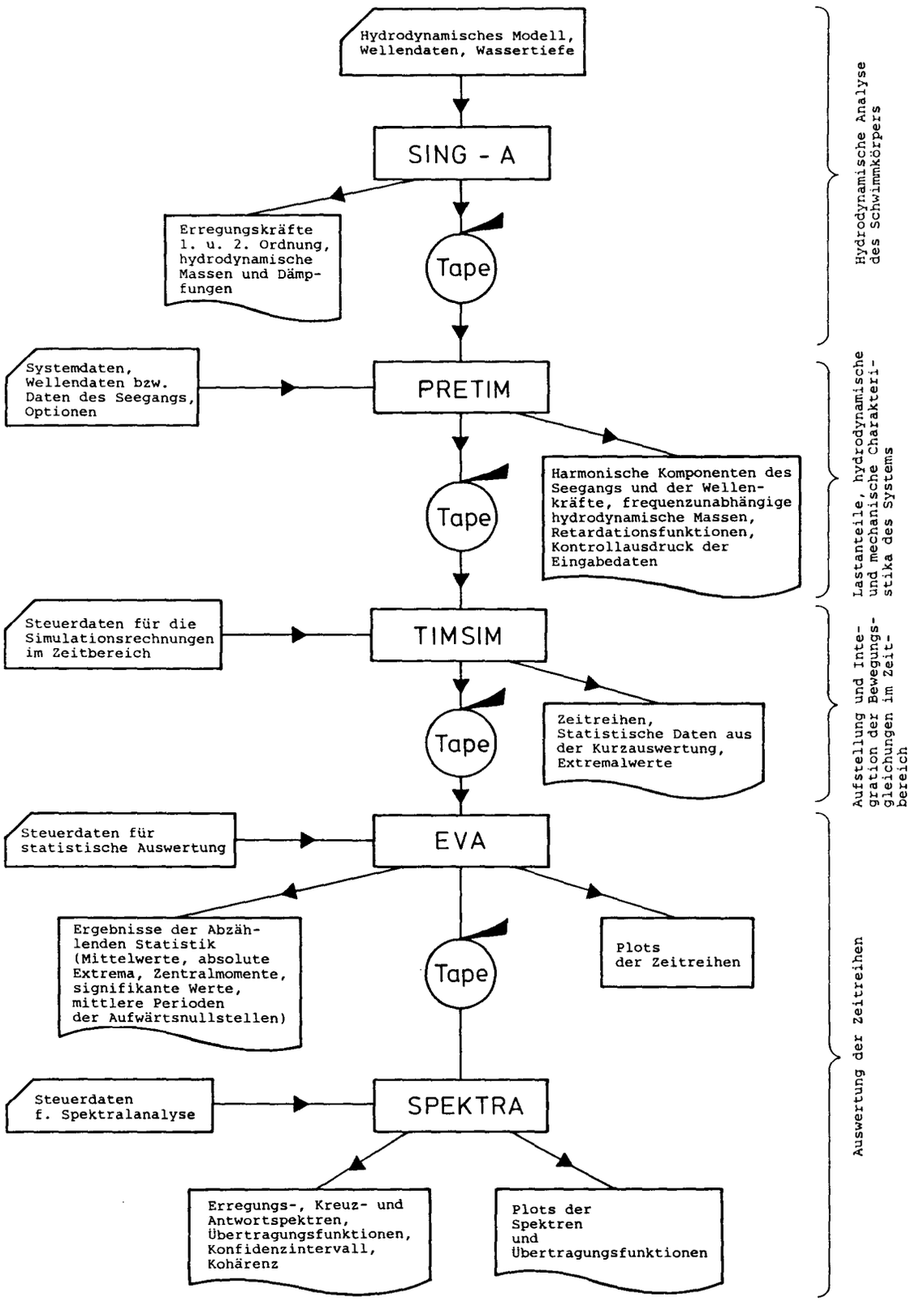


Abb. 8.2.2 Ablaufstruktur des Programm-Moduls 2

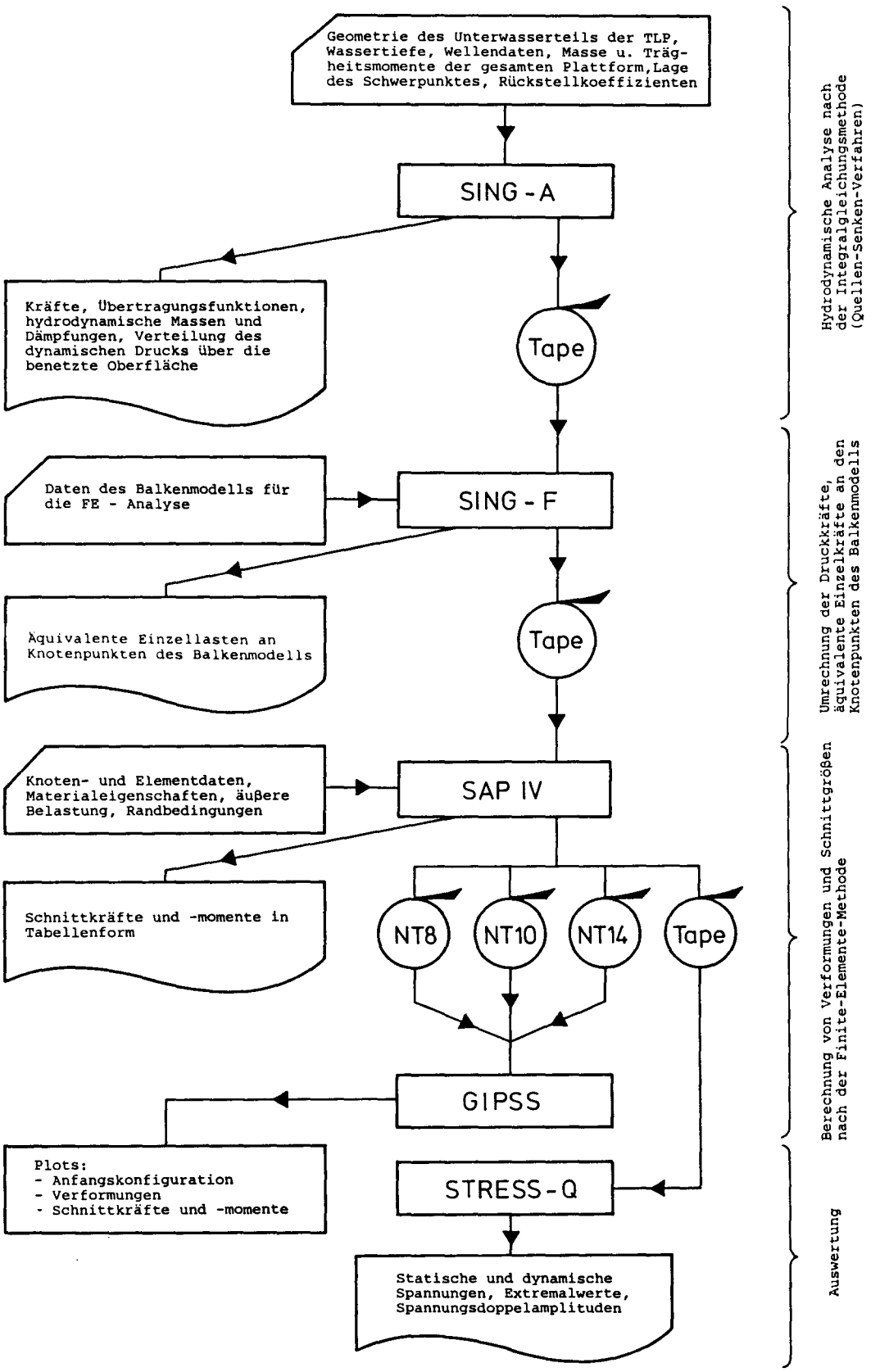


Abb. 8.2.3 Ablaufstruktur des Programm-Moduls 3

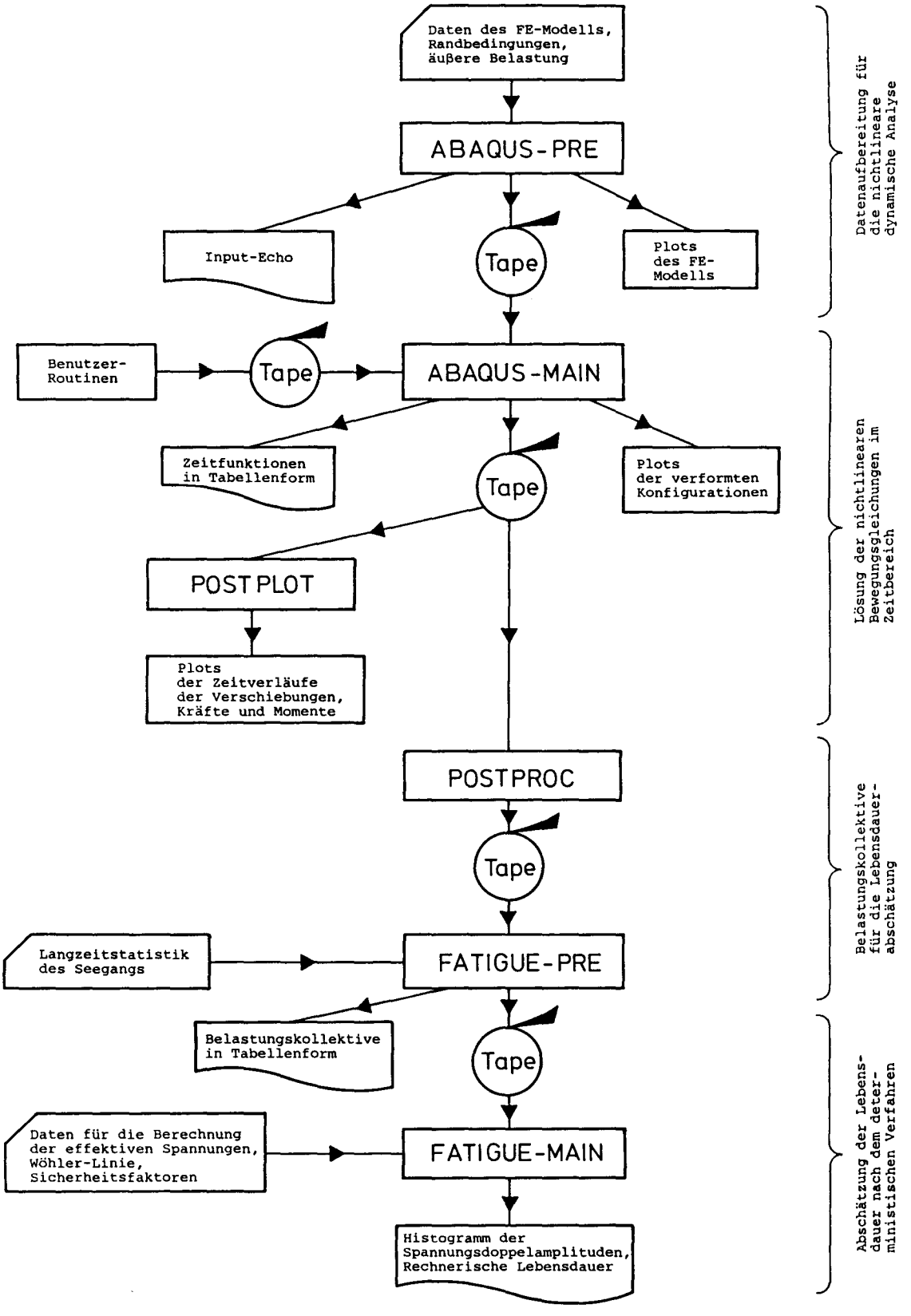


Abb. 8.2.4 Ablaufstruktur des Programm-Moduls 4

Eingegeben werden im wesentlichen geometrische Daten der zugrunde liegenden Berechnungsmodelle, Wellen- und Umweltdaten und die jeweiligen speziellen Eigenschaften der Strukturen. Die Ergebnisse der Berechnungen werden teils in Tabellenform, teils graphisch ausgegeben. In allen vier Modulen gibt es Komponenten, die sehr hohe Rechenzeitanforderungen aufweisen. Dies gilt besonders für die Programme "SING-A", "TIMSIM" und "ABAQUS-MAIN". Letzteres benötigt darüberhinaus relativ viel Hauptspeicherplatz (ca. 370000_8 CM-Worte). Inzwischen steht ein auf die nichtlineare Analyse solcher Strukturen wie Riser und Tendons zugeschnittenes Programm zur Verfügung, das aufgrund seiner Spezialisierung wesentlich geringere Betriebsmittelanforderungen stellt [99].

9 Allgemeine Bewertung der Ergebnisse

Die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse und gesammelten Erfahrungen sind besonders wertvoll nicht nur in Bezug auf den Entwurf von Tension-Leg-Plattformen, sondern allgemein für die Berechnungen von Strukturen mit Auftriebsüberschuß, von Verspannungssystemen und Risern.

Die bisherigen Untersuchungen und die entwickelten Rechenprogramme bilden eine solide Grundlage in Hinblick auf die Entwicklung von Tension-Leg-Plattformen der kommenden Generation, bei denen sowohl das Plattform-Konzept als auch das Verspannungssystem, letzteres sowohl vom Konzept her als auch werkstoffmäßig, stark modifiziert werden.

Viele Schlußfolgerungen, die zum Teil in dieser Arbeit präsentiert wurden, wie auch die Ergebnisse der Parameterstudie erweisen sich als sehr hilfreich bei der Wahl von Bemessungsgrundlagen oder bei der Entwurfsoptimierung.

Die weltweit durchgeführten Untersuchungen konzentrieren sich aktuell auf Tension-Leg-Plattformen für Wassertiefen bis 1000 m, verspannt mit Hilfe von auftriebsneutralen oder leichten Tendon-Systemen.

Eine Bewertung der neueren Literatur zeigt eindeutig, daß neben der Anwendung und Entwicklung neuer Technologien im Riser- und im Tendon-Bereich die Untersuchungen an Entwurfsprozeduren für Tension-Leg-Plattformen der kommenden Generation einen hohen Stellenwert haben [29, 30, 56, 109-111].

Außerdem sind in den letzten Jahren Fortschritte in den numerischen Verfahren der Hydrodynamik wie auch in den Methoden der Analyse des dynamischen Verhaltens schiffbaulicher und meerestechnischer Strukturen gemacht worden [55, 80, 112-117].

Einige dieser sowohl aktuellen als auch zukunftsorientierten, theoretischen und praxisnahen Themenkreise bilden einen Rahmen für die fachlich sinnvolle Fortsetzung der in dieser Arbeit dargestellten Untersuchungen an Tension-Leg-Plattformen.

Literatur

[1] Schamann, P., Sannum, H.: Tension Leg Platforms - a State of the Art Review. The Naval Architect, April 1985

[2] Chou, F.S., Gosh, S., Huang, E.: Conceptual Design Process of a Tension Leg Platform. SNAME Transactions, Vol. 1, 1983

[3] Faulkner, D.: Design and Construction Concepts for Compliant Production Platforms in Exposed Deep Water Sites. WEMT, Paris, 1984

[4] Ramzan, F.A., Osborne-Moss, D.M.: Design Considerations for Tension Leg Platforms. North East Coast Institution of Engineers & Shipbuilders Transactions, Vol. 100, No. 2, April 1983

[5] Capanoglu, C.: Tension Leg Platform Design: Interaction of Naval Architectural and Structural Design Considerations. Marine Technology, Vol. 16, No. 4, October 1979

[6] Aker TPP for drilling and production. Northern Offshore, Vol. 4, No. 10, October 1975

[7] Røren, E.M.Q., Steinsvik, B.: Deep Water Resonance Problems in the Mooring System of the Tethered Platform. Proc. of the Int. Conference on Offshore Structures Engineering held at COPPE, Fed. University of Rio de Janeiro, Brazil, September 1977

[8] Kirk, C.L., Etok, E.U.: Dynamic Response of Tethered Production Platform in a Random Sea State. 2. Int. Conference on Behaviour of Off-Shore Structures held at Imperial College, London, 28 to 31 August 1979

[9] Schnapauff, M.D.: ARGE TLP. A Flexible Tension Leg Platform Design for Medium and Deep Waters. Thyssen Offshore Symposium, March 9 and 10, 1978

[10] Schnapauff, M.D.: Flexible Zugseilverankerungs-Plattform für mittelgroße und große Wassertiefen. Meerestechnik, Band 9, Nr. 3, Juni 1978

[11] Curtis, L.B.: How Conoco developed the tension leg platform. Ocean Industry, Vol. 19, No. 8, August 1984

[12] Ellis, N., Tetlow, J.H., Anderson, F., Woodhead, A.L.: Hutton TLP Vessel - Structural Configuration and Design Features. OTC 4427, Houston, May 1982

[13] Tetlow, J., Leece, M.: Hutton TLP Mooring System. OTC 4428, Houston, May 1982

[14] Mercier, J.A., Leverette, S.J., Bliault, A.L.: Evaluation of Hutton TLP Response to Environmental Loads. OTC 4429, Houston, May 1982

[15] Salama, M.M., Warwick, P.C., McLaury, S.T.: Fabrication of Hutton TLP. OTC 4865, Houston, May 1985

[16] Hart, H.J., White, G.J., Fischer, E.L. von: Hutton TLP Marine Operations. OTC 4910, Houston, May 1985

[17] Bradshaw, H., Stokes, E.G., Leece, M.J.: Hutton TLP Installation. OTC 4913, Houston, May 1985

[18] Irelan, R.E., Alldredge, C.G., Downie, W.A.: Drilling and Producing Operations Utilizing a Tension Leg Platform. OTC 4914, Houston, May 1985

[19] Brewer, J.H., Shive, A.R., Houghton, R.: Tension Leg Platform: Norwegian North Sea Design. OTC 5548, Houston, April 1987

[20] Oliveira, J. de, Fjeld, S.: Concrete Hulls for Tension Leg Platforms. OTC 5636, Houston, May 1988

[21] Øydvin, A.: The Tension Leg Platform for the Snorre Field tested at Marintek. Marintek Review, No. 1, February 1988

[22] Ølen, L., Sandnes, J.: Deepwater North Sea Development: Snorre Field Concept. OTC 5830, Houston, May 1988

[23] New tethering method key to TLP design. Ocean Industry, March 1987

[24] Phipps-Jones, Ch.: Weighing the pros and cons of different types of platforms. Offshore Engineer, April 1981

[25] Rainey, R.C.T.: The Dynamics of Tethered Platforms. The Naval Architect, March 1978

[26] LeBlanc, L.: Analyzing Platform Pricetags. Offshore, March 1980

[27] Caveny, K.P., Marquez Jr., P.R.: Hutton Tension Leg Platform: An Exercise in Weight Control. OTC 4823, Houston, 1984

[28] Salama, M.M.: Lightweight Materials for Mooring Lines of Deepwater Tension Leg Platforms. Marine Technology, Vol. 21, No. 3, July 1984

[29] Lim, F.K.: Assessment of Alternative Materials and Designs for TLP Tethers. Proc. of the 7th Int. OMAE Symp., Offshore Mechanics and Arctic Engineering Division of ASME, 1988

[30] Wald, G.M., Owens, H.S.: An Integrated Approach to TLP Tendon System Component Design. OTC 5609, Houston, 1987

[31] Sakaguchi, I., Sakamoto, H., Kawashima, K., Matsushima, M., Nishihara, S., Kanetsuna, M.: Dynamic Response Analysis and Fatigue Life Prediction of TLP Tension Legs. Proc. of the 5th Int. OMAE Symp., Offshore Mechanics and Arctic Engineering Division of ASME, 1986

[32] Hanna, S.Y., Thomason, W.H., Williams, J.G.: Influence of Tension, Weight and Hydrostatic Pressure on Deepwater TLP Tendons. OTC 5610, Houston, 1987

[33] Okamura, H., Inoue, J., Hajima, Y., Yoshiwaka, H., Okubo, H.: New Parallel Wire Cable Tether Study for Deepwater TLP. OTC 5613, Houston, 1987

[34] Wilton, G.H., Hargroves, D.W., Whitehouse, P.J.: The Design Substantiation of the Anchor Connectors and Cross Load Bearings for the Hutton TLP. OTC 4947, Houston, 1985

[35] Connectors linked to TLP success. Offshore, Vol. 41, No. 10, September 1981

[36] Kokkinowrachos, K.: Hydromechanik der Seebauwerke. Handbuch der Werften, Bd. XV, 1980

[37] Kokkinowrachos, K.: Einige Anwendungen der Potentialtheorie bei der hydrodynamischen Analyse meerestechnischer Konstruktionen. Interocean '76, Düsseldorf, 1976

[38] Kokkinowrachos, K.: Ein Beitrag zur Lastermittlung für zylindrische Erdölspeicher in Offshore-Gebieten. Habilitation, RWTH Aachen, 1974

[39] Kokkinowrachos, K.: Hydrodynamic Analysis of Large Offshore Structures. 5th Int. Ocean Development Conference, Tokyo, September 1978

[40] Kokkinowrachos, K., Asorakos, S., Mavrakos, S.: Belastungen und Bewegungen großvolumiger Seebauwerke durch Wellen. Forschungsbericht des Landes Nordrhein-Westfalen, Nr. 2905, Fachgruppe Maschinenbau/Verfahrenstechnik, Westdeutscher Verlag, Opladen, 1980

[41] Kokkinowrachos, K., Asorakos, S., Mavrakos, S.: Behaviour of Vertical Bodies of Revolution in Waves. Ocean Engineering, Vol. 13, No. 6, 1986

[42] Kokkinowrachos, K., Zibell, H.G.: Wave Interaction with Multiple Cross-Sections in Finite Water Depth. Proc. of the 3rd Int. OMAE Symp., Offshore Mechanics and Arctic Engineering Division of ASME, 1984

[43] Kokkinowrachos, K., Thanos, I., Zibell, H.G.: Hydrodynamic Interaction Between Several Vertical Bodies of Revolution in Waves. Proc. of the 5th Int. OMAE Symp., Offshore Mechanics and Arctic Engineering Division of ASME, 1986

[44] Zibell, H.G.: Gebrauchsanleitung für das Rechenprogramm DIFRAC-Z12. Lehrgebiet Grundlagen der Meerestechnik, RWTH Aachen, 1976

[45] Zibell, H.G.: Gebrauchsanleitung für das Rechenprogramm DIFRAC-K678. Lehrgebiet Grundlagen der Meerestechnik, RWTH Aachen, 1976

[46] Zibell, H.G.: Gebrauchsanleitung für das Rechenprogramm STRIP-M. Lehrgebiet Grundlagen der Meerestechnik, RWTH Aachen, 1983

[47] Thanos, I.: Kurze Beschreibung des Programmsystems DIFRAM. Lehrgebiet Grundlagen der Meerestechnik, RWTH Aachen, 1987

[48] Garrison, C.J., Chow, P.Y.: Wave Forces on Submerged Bodies. ASCE, Waterways and Harbors Div., Vol 98, 1972

[49] Garrison, C.J.: Hydrodynamics of Large Objects in the Sea. Part I, No. 1; Part II, No. 2, Journal of Hydronautics, Vol. 8, 1974

[50] Wehausen, J.V., Laitone, E.V.: Surface Waves. Handbuch der Physik, Band IX, Springer Verlag, 1960

[51] Garrison, C.J.: Hydrodynamic Loading of Large Offshore Structures. Three Dimensional Source Distribution Methods. In: Numerical Methods in Offshore Engineering, John Wiley & Sons, 1978

[52] Bardis, L.: Gebrauchsanleitung für das Rechenprogramm SING-A. Lehrgebiet Grundlagen der Meerestechnik, RWTH Aachen, 1978

[53] Arbeitsbereich Meerestechnik I, Technische Universität Hamburg-Harburg: Ergebnisse der Berechnungen einer Tension-Leg-Plattform für die Nordsee im Frequenzbereich. Zwischenbericht zum BMFT-Forschungsvorhaben "Untersuchungen an Tension-Leg-Plattformen für die Nordsee", Juli 1986

[54] de Boom, W.C., Pinkster, J.A., Tan, S.G.: Motion and Tether Force Prediction for a Deep Water Tension-Leg-Platform. OTC 4487, Houston, 1983

[55] Korsmeyer, F.T., Lee, C.-H., Newman, J.N., Sclavounos, P.D.: The Analysis of Wave Effects on Tension-Leg-Platforms. Proc. of the 7th Int. OMAE Symp., Offshore Mechanics and Arctic Engineering Division of ASME, 1988

[56] Sircar, S., Rager, B.L., Praught, M.W., Adams, C.J.: A Consistent Method for Motions, Strength and Fatigue Analysis of TLP's. Proc. of the 7th Int. OMAE Symp., Offshore Mechanics and Arctic Engineering Division of ASME, 1988

[57] Faltinsen, O.I., van Hooff, R.W., Fylling, I.J., Teigen, P.S.: Theoretical and Experimental Investigations of Tension Leg Platform Behaviour. Proc. of the 3rd Int. Conference on Behaviour of Offshore Structures, BOSS '82, Vol. 1, 1982

[58] Angelides, D.C., Chen, Ch.-Y., Will, S.A.: Dynamic Response of Tension Leg Platform. Proc. of the 3rd Int. Conference on Behaviour of Offshore Structures, BOSS '82, Vol. 2, 1982

[59] Lyons, G.J., Patel, M.H., Sarohia, S.: Theory and Model Test Data for Tether Forces on Tensioned Buoyant Platform, OTC 4643, Houston, 1983

[60] Kokkinowrachos, K., Hoefeld, J.: Theoretische und experimentelle Untersuchungen des Bewegungsverhaltens von Halbtauchern. Forschungsberichte des Landes Nordrhein-Westfalen, Nr. 2915, Fachgruppe Umwelt/Verkehr, Westdeutscher Verlag, Opladen, 1980

[61] Kokkinowrachos, K., Hoefeld, J.: Systematic Evaluation of the Seakeeping Characteristics of Semi-Submersibles. Proc. of the 2nd Int. Symp. on Practical Design in Shipbuilding, PRADS '83, Tokyo & Seoul, 1983

[62] Kokkinowrachos, K., Bardis, L., Mavrakos, S.: Drift Forces on One- and Two-Body Structures in Regular Waves. Proc. of the 3rd Int. Conference on Behaviour of Offshore Structures, BOSS '82, Vol. 1, 1982

[63] Faltinsen, O.M., Løken, A.E.: Drift Forces and Slowly Varying Forces on Ships and Offshore Structures in Waves. Norwegian Maritime Research, Vol. 6, No. 1, 1978

[64] Ogilvie, T.F.: Second Order Hydrodynamic Effects on Ocean Platforms. Proc. of the Int. Workshop on Ship and Platform Motions, Berkeley, 1983

[65] Hong, Y.S.: Drift Forces and Moment on SWATH Ship in Oblique Waves. Proc. of the Int. Workshop on Ship and Platform Motions, Berkeley, 1983

[66] Newman, J.N.: The Drift Force and Moment on Ships in Waves. Journal of Ship Research, Vol. 11, 1967

[67] Faltinsen, O., Michelsen, F.: Motions of Large Structures in Waves at Zero Froude Number. Int. Symp. on the Dynamics of Marine Vehicles and Structures in Waves. Univ. College London, 1974

[68] Söding, H.: Bewegungen und Belastungen der Schiffe im Seegang. Institut für Schiffbau der Universität Hamburg, Vorlesungsmanuskript Nr. 18, 1982

[69] Zibell, H.G.: Gebrauchsanleitung für das Rechenprogramm SEMISYS-F. Lehrgebiet Grundlagen der Meerestechnik, RWTH Aachen, 1985

[70] Salvesen, N., von Kerczek, Ch.H., Yue, D.K., Stern, F.: Computations of Nonlinear Surge Motions of Tension Leg Platforms. OTC 4394, Houston, 1982

[71] Finnigan, T.D., Petrauskas, C., Botelho, D.L.R.: Time-Domain Model for TLP Surge Response in Extreme Sea States. OTC 4657, Houston, 1984

[72] Gidwani, J.M.: Nonlinear Dynamic Analysis of Deepwater Compliant Structures and Tension Leg Platforms. Proc. of the 7th Int. OMAE Symp., Offshore Mechanics and Arctic Engineering Division of ASME, 1988

[73] Paulling, J.R., Webster, W.C.: A Consistent, Large Amplitude Analysis of the Coupled Response of a TLP and Tendon System. Proc. of the 5th Int. OMAE Symp., Offshore Mechanics and Arctic Engineering Division of ASME, 1986

[74] Zibell, H.G.: Gebrauchsanleitung für das Rechenprogramm SEMITIM. Lehrgebiet Grundlagen der Meerestechnik, RWTH Aachen, 1988

[75] Cummins, W.E.: The Impulse Response Function and Ship Motions. Schiffstechnik, Heft 47, 9. Band, Juni 1962

[76] Ogilvie, T.F.: Recent Progress toward the Understanding and Prediction of Ship Motions. Proc. of the 5th ONR Symp. on Naval Hydrodynamics, Bergen, 1964

[77] McIver, D.B.: Parametrically-Excited Oscillations in Offshore-Structures. Proc. of the 1st Int. Conference on Behaviour of Offshore Structures BOSS '76, Trondheim, 1976

[78] Richardson, J.R.: Mathematical and Physical Modelling of Mathieu Instabilities for Compliant Structures. Conference on Use of Physical Models in the Design of Offshore Structures, 1979

[79] Patel, M.H., Jefferys, E.R.: Dynamics of the Tensioned Buoyant Platform. Int. Symposium on Hydrodynamics in Ocean Engineering, Trondheim, 1981

[80] Liaw, C.Y.: Complex Dynamics of a Simple Cylinder in Regular Waves. Proc. of the 8th Int. OMAE Symp., Offshore Mechanics and Arctic Engineering Division of ASME, 1989

[81] Abramowitz, M., Stegun, I.A.: Handbook of Mathematical Functions. Dover Publications, Inc., New York, 1972

[82] Arbeitsbereich Meerestechnik I, Technische Universität Hamburg-Harburg: Simulation des Bewegungsverhaltens einer Tension-Leg-Plattform für die Nordsee. Zwischenbericht zum BMFT-Forschungsvorhaben "Untersuchungen an Tension-Leg-Plattformen für die Nordsee", März 1987

[83] Hoefeld, J.: Verfahren zur Auswertung und Beurteilung von Messungen an Bauwerken im Meer. Dissertation, RWTH Aachen, 1983

[84] American Petroleum Institute: Recommended Practice for Planning, Designing and Constructing Tension Leg Platforms. API-RP-TLP, June 1984

[85] Arbeitsbereich Meerestechnik I, Technische Universität Hamburg-Harburg: Jahresbericht zum BMFT-Forschungsvorhaben "Untersuchungen an Tension-Leg-Plattformen für die Nordsee", Juni 1988

[86] Arbeitsbereich Meerestechnik I, Technische Universität Hamburg-Harburg: Spannungsanalyse einer Tension-Leg-Plattform für die Nordsee, Zwischenbericht zum BMFT-Forschungsvorhaben "Untersuchungen an Tension-Leg-Plattformen für die Nordsee", März 1987

[87] Natvig, B.J., Kulsvehagen, T., Haver, S.: Stochastic versus Deterministic Estimation of Fatigue Damage in the Column-Pontoon Intersection of a Tension Leg Platform. Proc. of the 8th Int. OMAE Symp., Offshore Mechanics and Arctic Engineering Division of ASME, 1989

[88] Ochocinski, B.: Gebrauchsanleitung für ein Programm-System zur Belastungs- und Spannungsanalyse einer Tension-Leg-Plattform. Arbeitsbereich Meerestechnik I, Technische Universität Hamburg-Harburg, 1988

[89] Blohm + Voss AG: Preliminary Design of TLP Steel Structure. Research - and - Development Project "Tension-Leg-Platform Technology for the North Sea", July 1985

[90] Bathe, K.-J., Wilson, E., Peterson, F.E., Wunderlich, W.: SAP IV-Beschreibung und Benutzerhandbuch. Institut für Konstruktiven Ingenieurbau, Ruhr-Universität Bochum, 1975

[91] Sparks, C.P.: The Influence of Tension, Pressure and Weight on Pipe and Riser Deformations and Stresses. Journal of Energy Resources Technology, Vol. 106, 1984

[92] Arbeitsbereich Meerestechnik I, Technische Universität Hamburg-Harburg: Statische und dynamische Analyse von Risern und Tendons einer Tension-Leg-Plattform für die Nordsee. Zwischenbericht zum BMFT-Forschungsvorhaben "Untersuchungen an Tension-Leg-Plattformen für die Nordsee", Mai 1987

[93] Arbeitsbereich Meerestechnik I, Technische Universität Hamburg-Harburg: Lebensdaueranalyse von Tendons einer Tension-Leg-Plattform für die Nordsee. Zwischenbericht zum BMFT-Forschungsvorhaben "Untersuchungen an Tension-Leg-Plattformen für die Nordsee", Januar 1988

[94] Det norske Veritas: Rules for the Design, Construction and Inspection of Offshore Structures 1977. Reprint with Corrections (1981)

[95] Hibbitt, H.D.: ABAQUS/EPGEN - a General Purpose Finite Element Code with Emphasis on Nonlinear Applications. Nuclear Engineering and Design 77, 1984

[96] Hibbitt, Karlsson and Sorensen Inc.: ABAQUS, User's Manual Version 4.5, 1984

[97] Hibbitt, Karlsson and Sorensen Inc.: ABAQUS, Theory Manual Version 4.5, 1984

[98] McNamara, J.F., Hibbitt, H.D.: Numerical Analysis of Flexible Pipes and Risers in Offshore Applications. Proc. of the 5th Int. OMAE Symp., Offshore Mechanics and Arctic Engineering Division of ASME, 1986

[99] Markoulidis, P.: Nichtlineare statische und dynamische Analyse von Seilen, Kabeln und flexiblen Leitungen im Seegang unter Anwendung des Finite-Elemente-Verfahrens. Dissertation, Fakultät für Maschinenwesen der RWTH Aachen, 1989

[100] Almar-Næss, A.(Editor): Fatigue Handbook. Offshore Steel Structures. Tapir, 1985

[101] Det norske Veritas: Fatigue Strength Analysis for Mobile Offshore Units, Classification Note No. 30.2. August 1984

[102] Allen, M.B., Eichberger, L.C.: Finite Element Analysis of Bending in a Threaded Connector for a $5\frac{1}{2}$ -in. Marine Riser. OTC 4736, Houston, 1985

[103] Valka, W.A., Fox, S.A.: The Design and Analysis of a TLP $9\frac{5}{8}$ -in. Threaded Connection. OTC 4984, Houston, 1985

[104] Dutta, D., Wendler, W.: Tubular Tendon for a Tension Leg Platform: Material Development and Threaded Connection Design. OTC 5075, Houston, 1985

[105] Arbeitsbereich Meerestechnik I, Technische Universität Hamburg-Harburg: Umdruck zur Übung "Abschätzung der Lebensdauer". 1986

[106] Kokkinowrachos, K.: Entwurfsmethoden für schwimmende Offshore-Konstruktionen. 22. Fortbildungskurs, Institut für Schiffbau, Hamburg, 1986

[107] Salama, M.M., Tetlow, J.H.: Selection and Evaluation of High Strength Steel for Hutton TLP Tension Leg Elements. OTC 4449, Houston, 1983

[108] Ochocinski, B.: Dokumentation einer Parameterstudie für Tension-Leg-Plattformen für die Nordsee. Hamburg, 1989

[109] Tamarelle, J.C., Sparks, C.P.: High-Performance Composite Tubes for Offshore Applications. OTC 5384, Houston, 1987

[110] Sparks, C.: Lightweight Composite Production Risers for a Deep Water Tension Leg Platform. Proc. of the 5th Int. OMAE Symp., Offshore Mechanics and Arctic Engineering Division of ASME, 1986

[111] Rasmussen, J., Karlsson, P.: A New and Cost-Beneficial Approach to TLP-Tethering. OTC 5722, Houston, 1988

[112] Schellin, T.E., Sharma, S.D., Jiang, T.: Crane Ship Response to Regular Waves: Linearized Frequency Domain Analysis and Nonlinear Time Domain Simulation. Proc. of the 8th Int. OMAE Symp., Offshore Mechanics and Arctic Engineering Division of ASME, 1989

[113] Jiang, T.: Rationale Beschreibung des Seegangs in der Zeitebene. Germanischer Lloyd, Hamburg, 1987

[114] Jiang, T., Schellin, T.E., Sharma, S.D.: Manoeuvering Simulation of a Tanker Moored in a Steady Current Including Hydrodynamic Memory Effects and Stability Analysis. RINA Int. Conference on ship Manoeuvrability, London, 1987

[115] Böttcher, H.: Simulation of Ship Motions in a Seaway. Institut für Schiffbau, Hamburg, 1989

[116] Pereira, R.: Simulation nichtlinearer Seegangslasten. Schiffstechnik, Bd. 35, 1988

[117] Sclavounos, P.D.: Radiation and diffraction of second-order surface waves by floating bodies. J. Fluid Mech., Vol. 196, 1988