

2228

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ İNŞAAT FAKÜLTESİ

ÜSTYAPI - ZEMİN ORTAK SİSTEMİNİN DEPREM HESABI

İstanbul Teknik Üniversitesi İnşaat Fakültesince
«Doktor»
ünvanının verilmesi için kabul edilen tezdır.

Y. Müh. Mehmet Nuray AYDINOĞLU

Tezin Dekanlığa Verildiği Tarih : 6 Ocak 1977
Tezin Savunulduğu Tarih : 21 Mart 1977

Doktorayı Yöneten Profesör : Prof. Adnan ÇAKIROĞLU
Diğer Jüri Üyeleri : Prof. Dr. Fikret KESKİNEL
Prof. Dr. Günay ÖZMEN

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
MÜH. - MİM. FAKÜLTESİ MATBAASI
1 9 7 7

T. C.
Yükseköğretim Kurulu
Dokümantasyon Merkezi

100-100000

T-2228



100-100000

100-100000

Çalışmalarının her aşamasında yakın ilgi ve değerli yardımlarını esirgemeyen sayın hocam Prof. Adnan Çalıröğlu'na şükranlarımı sunarım.

Elastisite çözümleri ile ilgili değerli yardımlarını unutamayacağım merhum hocam Doç. Dr. Tekin Özbek'i saygı ile anarım.

Çalışmalarım sırasında sürekli teşviklerini gördüğüm sayın Prof. Dr. Fikret Keskinel'e, yakın ilgileri nedeni ile İ.T.Ü. Elektronik Hesap Bilimleri Enstitüsü'nün sayın yönetici ve personeline, tezin şekillerini çizen Y. Müh. Mim. Sevil Atılğan'a ve daktilo eden En. Güngör Gür'e teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
SUMMARY	iv
I- GİRİŞ	1
I.1- Konu	1
I.1.1- Tanım	1
I.1.2- Problemin Dinamik Özellikleri	2
I.2- Konu ile ilgili çalışmalar	3
I.2.1- Zeminin yarı sonsuz veya tek tabakalı sonsuz ortam olarak idealleştiren çalışmalar	4
I.2.2- Zeminin sınırlı bir bölgede ayrık bir sistem olarak idealleştiren çalışmalar	8
II- BU ÇALIŞMADA GELİŞTİRİLEN MATEMATİK MODELLER	11
II.1- Daha önce kullanılan modellerin eleştirisi	11
II.2- Model geliştirme açısından bu çalışmanın amacı	13
II.3- Tek tabakalı sonsuz ortamın ayrık bir sistem olarak idealleştirilmesi	14
II.4- Model I : Zeminin sınırlı bir bölgesini sonlu elemanlarla, geri kalan kısmını tek tabakalı sonsuz ortam olarak idealleştiren model	16
II.5- Model II : Zeminin tümünü tek tabakalı sonsuz ortam olarak idealleştiren model	20
III-TEK TABAKALI SONSUZ ORTAMIN YAKLAŞIK DİNAMİK RİJİTLİK MATRİSİ	23
III.1-Dinamik rijitlik matrisi kavramı	23
III.2-Tek tabakalı sonsuz ortam için önerilen yaklaşık dinamik rijitlik matrisi	25
III.2.1- Yarı sonsuz ortamda dalga denkleminin çözümü ile elde edilen dinamik birim deplasman sabitleri	26

III.2.2-	Tek tabakalı sonsuz ortamda frekansa bağılı birim ivme sabitleri tanımı	32
III.3-	Yaklaşık dinamik rijitlik matrisinin elemanları	33
III.3.1-	Tek tabakalı sonsuz ortamda statik birim deplasman sabitleri	35
III.3.1.1-	Özel durum: Yarı son- suz ortamın birim deplasman sabitleri	40
III.3.1.2-	Sayısal değerler	42
III.3.2-	Tek tabakalı sonsuz ortamda birim ivme sabitleri	42
III.3.2.1-	Özel durum : Yarı sonsuz ortamın birim ivme sabitleri	52
III.3.2.2-	Sayısal değerler	54
IV-	ÜSTYAPI-ZEMİN ORTAK SİSTEMİNİN HAREKET DENKLEMLERİ	61
IV.1-	Genel bağıntılar	63
IV.2-	Lineer elastik zemin durumu	67
IV.2.1-	Özel durumlar	72
IV.2.1.1-	Temel tabanında deprem titreşimlerinin üniform olması durumu	72
IV.2.1.2-	Temelin bütün doğrultu- larda sonsuz rijit ve temel tabanında deprem titreşimlerinin üniform olması durumu	75
IV.2.1.3-	Temelin sadece bir doğ- rultuda sonsuz rijit ve temel tabanındaki deprem titreşimlerinin aynı doğrultuda üniform olması durumu	84
IV.3-	Lineer elastik olmayan zemin durumu	93

V-	YÜZEYSEL SONSUZ RİJİT TEMEL PLAKLARI İÇİN TEK TABAKALI SONSUZ ORTAMIN RİJİTLİK VE KÜTLE MATRİSLERİ	98
V.1-	Karışık sınır değer probleminin ayrık çözümü	99
V.1.1-	Tek temel plağı için tek tabakalı sonsuz ortamın rijitlik ve kütle matrisleri	105
V.1.2-	Yanyana iki eş temel plağı için tek tabakalı sonsuz ortamın rijitlik ve kütle matrisleri	112
V.2-	Sayısal değerler	117
VI-	TEK ÜSTYAPI İLE ZEMİNDEN OLUŞAN ORTAK SİSTEMİN SERBEST TİTREŞİMİ	121
VI.1-	Hareket denklemi	123
VI.2-	Özel değerler ve transfer fonksiyonları	128
VI.2.1-	Özel değerlerin hesabında izlenen yol	131
VII-	YANYANA İKİ EŞ ÜSTYAPI İLE ZEMİNDEN OLUŞAN ORTAK SİSTEMİN SERBEST TİTREŞİMİ	135
VII.1-	Hareket denklemi	136
VIII-	ÜSTYAPI-ZEMİN ORTAK SİSTEMİNİN DEPREM HESABI İÇİN UYGULANAN YÖNTEM	140
VIII.1-	Üstyapı-zemin ortak sisteminin matematik modeli	140
VIII.2-	Hareket denkleminin kuruluşu	142
VIII.3-	Hareket denkleminin çözümü	151
IX-	ELEKTRONİK HESAP MAKİNASI PROGRAMLARI	153
IX.1-	Birinci grup programlar	154
IX.1.1-	BİDE Altprogramı	154
IX.1.2-	BİVME Altprogramı	156
IX.2-	İkinci grup programlar	157
IX.2.1-	RİTER1 ve RİTEK1 Programları	157
IX.2.2-	RİTER2 ve RİTEK2 Programları	161
IX.3-	Üçüncü grup programlar	163
IX.3.1-	TETİF Programı	166
IX.3.2-	TRANS Programı	170

IX.4- Dördüncü grup programlar	172
IX.4.1- ORSIDE Programı	172
IX.4.2- UYSIDE Programı	179
X- SAYISAL ÖRNEKLER	182
X.1- ÖRNEK 1 : Tek üstyapı durumunda ortak sistemin serbest titreşimi	182
X.2- ÖRNEK 2 : İki eş üstyapı durumunda ortak sistemin serbest titreşimi	190
X.3- ÖRNEK 3 : Üstyapı-zemin ortak sisteminin gerçek bir deprem kaydı için hesabı	195
XI- SONUÇLAR	204
XII-EKLER	207
XII.1- Statik birim deplasman durumları için tek tabakalı sonsuz ortamda deplasman ve gerilme alanları	207
XII.1.1- Özel durum: Yarı sonsuz ortam	226
XII.2- Tek tabakalı sonsuz ortamda statik birim deplasman sabitlerinin kapalı ifadeleri ve integrasyon sonuçları	230
XII.3- Tek tabakalı sonsuz ortamda birim ivme sabitlerinin kapalı ifadeleri ve integrasyon işlemleri	238
XII.4- Fourier Convolution bağıntıları	247
XII.5- Yarı sonsuz ortamda dalga denkleminin çözümü ile elde edilen dinamik birim deplasman sabitlerinin sayısal hesabı	248
NOTASYON	256
REFERANSLAR	259
TEZ YAZARININ ÖZGEÇMİŞİ	268

ÖZET

Bu çalışmada, üstyapı ile zeminden oluşan ortak sistemin deprem hesabı için matematik modeller geliştirilmiş, bu modeller çerçevesinde üstyapı ile zemin arasındaki dinamik karşılıklı etki olayı incelenmiştir. Üstyapı-zemin ortak sisteminin deprem etkisi altındaki dinamik hesabı en genel şekli ile ele alınmış; geliştirilen modellerin sağladığı olanaklardan yararlanılarak, bir ve birden fazla üstyapıyı kapsayan ortak sistemlerin titreşim özellikleri araştırılmıştır.

Çalışma, oniki bölümden oluşmaktadır. Birinci bölümde konunun tanımı yapılmakta, dinamik karşılıklı etki olayı ile ilgili olarak daha önce yapılan çalışmalar iki grup halinde incelenerek özetlenmektedir.

Çalışmanın ikinci bölümü, üstyapı-zemin ortak sisteminde matematik model seçimi problemine ayrılmıştır. Bu bölümde, ortak sistemin idealleştirilmesi için daha önce kullanılan modeller eleştirilmiş, bu çalışmada geliştirilen modellerin özellikleri ve problemin çözümünde sağladığı olanaklar ayrıntılı olarak açıklanmıştır. İkinci bölümün son kısmında ise, geliştirilen her iki modelde de yer alan tek tabakalı sonsuz ortamın ayırıklaştırma prensibi açıklanmıştır.

Üçüncü bölümde, dinamik rijitlik matrisi kavramı üzerinde durulmuş ve tek tabakalı sonsuz ortam için yaklaşık bir dinamik rijitlik matrisi önerilmiştir. Yarı sonsuz ortam özel durumu için elde edilen kesin çözümün sonuçlarından yararlanılarak, tek tabakalı ortamda frekansa bağlı bir yayılı kütle matrisinin tanımlanabileceği gösterilmiş ve önerilen dinamik rijitlik matrisinin yaklaşıklığı irdelenmiştir. Ayrık bir sistem olarak idealleştirilen tek tabakalı ortamda, birim durumların tanımladığı sınır şartlarına göre yapılan elastisite çözümü sonucunda, ortamın birim deplasman sabitleri ile birim ivme sabitleri elde edilmiştir.

Dördüncü bölümde, üstyapı ve zemin ile ilgili idealleştirilmelerden bağımsız olarak, deprem etkisi altında üstyapı-zemin ortak sisteminin hareket denklemleri çıkarılmıştır. Zeminin lineer elastik olup olmamasına bağlı olarak, üstyapı ve deprem koşulları ile ilgili çeşitli durumlar için hareket denklemlerinin özel şekilleri elde edilmiştir.

Çalışmanın beşinci bölümünde, tek tabakalı sonsuz ortam sınırında yer alan sonsuz rijit temel plakları için, ortamın rijitlik ve kütle matrisleri elde edilmiştir. Bu amaçla, karışık sınır değer probleminin ayrık çözümü için bir yöntem geliştirilmiştir. Bu yöntem, ortam sınırında birden fazla temel bulunması durumunda da uygulanabilmektedir. Bu çalışmada, tek temel plağı ile birlikte, yanyana aynı fazda titreşen iki eş temel plağı için ortamın rijitlik ve kütle matrisleri elde edilmiştir.

Altıncı ve yedinci bölümler, üstyapı-zemin ortak sistemlerinin serbest titreşim hesaplarına ayrılmıştır. Bu hesaplar için kullanılan ortak sistem modellerinde zemin ortamının rijitlik ve eylemsizliği, beşinci bölümde elde edilen küçük boyutlu rijitlik ve kütle matrisleri aracılığı ile basit bir şekilde gözönüne alınabilmektedir. Altıncı bölümde, tek üstyapı ile zeminden oluşan ortak sistemin serbest titreşim denklemi ayrıntılı olarak yazılmış, birinci titreşim frekansının hesabı ve transfer fonksiyonlarının elde edilmesi için izlenen yöntemler açıklanmıştır. Bu konudaki literatürde pek az rastlanan birden fazla üstyapı durumuna bir örnek olmak üzere, yedinci bölümde iki eş üstyapı ile zeminden oluşan ortak sistemin serbest titreşimi incelenmiştir.

Çalışmanın sekizinci bölümünde, üstyapı-zemin ortak sisteminin deprem hesabı için uygulanan yöntem, ayrıntılı olarak açıklanmıştır. Deprem hesabı için bu çalışmada geliştirilen ortak sistem modeli çerçevesinde hareket denkleminin kuruluşu incelenmiş, çözüm için kullanılabilecek sayısal yöntemlerin özellikleri açıklanmıştır.

Dokuzuncu bölümde, sayısal sonuçların elde edilmesi için hazırlanan Elektronik Hesap Makinası programlarının ayrıntıları açıklanmıştır.

Onuncu bölüm, sayısal örneklere ayrılmıştır. İlk iki örnekte, tek ve yanyana iki eş üstyapıyı kapsayan ortak sistemlerin serbest titreşimi ile ilgili sayısal sonuçlar elde edilmiştir. Üçüncü örnekte ise, sekizinci bölümde açıklanan yöntemle göre üstyapı-zemin ortak sistemi gerçek bir deprem kaydı için hesaplanmış, sayısal sonuçların deprem süresince değişimi elde edilmiştir. Sayısal sonuçlar; üstyapı, temel ve zemin parametrelerine bağlı olarak, zeminin varlığının üstyapının davranışına önemli derecede etki edebileceğini göstermiştir.

Onbirinci bölümde, bu çalışmada elde edilen genel sonuçlar açıklanmıştır.

Çalışmanın ekleri, onikinci bölümde toplanmıştır. Tek tabakalı ortam sınırında birim durumların tanımladığı sınır şartlarına göre yapılan elastisite çözümü ve çözüm sonucunda elde edilen gerilme ve deplasman alanları, bu bölümün başında yer almaktadır. Daha sonra, statik birim deplasman sabitleri ve birim ivme sabitlerinin kapalı sonuçları integral ifadeler halinde verilmekte ve sayısal integrasyonda izlenen yöntemler açıklanmaktadır.

SUMMARY

This work deals with the analysis of earthquake response of structures including soil-structure interaction.

In recent years, many important structures such as tall buildings, dams, nuclear power plants etc., have been constructed in seismic zones, even on weak or moderate soil conditions. It is evident that, in the earthquake response analysis of such structures, besides the dynamic characteristics of the superstructure, those of the soil medium have to be considered.

It is known that the soil conditions affect the seismic waves transmitted through the soil medium to the structure. Soil effect, which is independent of existing structure, causes in response an opposite effect, due to transmission of the stress waves from the vibrating structure into the soil. This dynamic interactive behaviour of soil and structure constitutes the subject of *"soil-structure interaction"*.

In the first chapter of this study the problem is defined and a detailed review of the previous work is given. The previous investigations can be separated mainly into two groups regarding different idealization procedures used for the soil medium. In the first group of investigations, the structure is assumed to be founded on a half space or a stratum through an infinitely rigid foundation plate. This approach utilizes the solution of steady state vibration of rigid circular, rectangular or strip plates bonded on a half space or on a stratum. The resulting force-displacement relationships of the rigid plate constitute the complex compliance matrix of the soil medium. The imaginary part of the compliance matrix corresponds to the energy loss due to the infinite character of the medium. In the analysis of soil-

structure systems, the soil medium can thus be considered as a simple subsystem, by the use of compliance matrices. But this model has some serious restrictions concerning the real dynamic behaviour of the soil and the solution procedure of the soil-structure system :

a) Homogeneous and linearly elastic soil assumption seems to be an unrealistic approximation under actual soil conditions.

b) Since the elements of complex compliance matrices are frequency dependent, earthquake analysis of the soil-structure systems can only be done in frequency domain using Fourier Transform Technique.

In the second model used in the previous work, the soil medium is assumed to be finite and composed of some discrete elements. The Finite Element Method is generally used for the discretization. In the solution of soil-structure systems, Finite Element Method has many advantages, such as;

a) Geometrical, mechanical and constitutive complexities and irregularities of the soil medium can be taken into account properly.

b) It is not necessary that the foundation plate be rigid as in the half space model and embedment of foundation can easily be considered.

c) Earthquake analysis of soil-structure systems can be made directly in time domain, thus nonlinear soil and/or structural response can be taken into account using step by step integration algorithms.

Although the discrete model is efficient and provides some flexibilities, it has also some drawbacks for the solution of the problem :

a) Large computational effort and computer storage are needed for sufficient idealization. Since transmission of waves through the soil medium is a wave propagation problem, the discrete model has to contain enough number of nodal points for proper definition of waves.

b) Since the model is finite, radiative energy loss can not be taken into consideration due to reflection of waves from the boundaries of the model.

The second chapter of this investigation is devoted to the choice of appropriate models for the analysis of soil-structure systems. Two different models are developed : The first intended to be used in the earthquake response analysis and the second to obtain rather qualitative results about the dynamic behaviour of soil-structure systems. The second model is also convenient for the interaction analysis of multi-structural systems.

In the first model, which is called as Model I, the soil medium is idealized as two subsystems (Fig.II.2). In the vicinity of the structure, the soil is discretized by means of two dimensional finite elements whereas the rest of the medium is assumed to be a linear elastic and homogenous stratum overlying the bedrock. Since the major soil deformations caused by the vibrating structure occur in the vicinity of the foundation, the finite element approximation can be used efficiently in this finite zone of the soil medium. On the other hand, the soil deformations decrease in the far region of the structure and therefore can be expected to be in the elastic range. This part of the soil medium which is idealized as a stratum, can thus be assumed to be an elastic sub-region.

The second model developed in this study is rather simple. In this model the whole soil medium is idealized as a linear elastic and homogeneous stratum which has been already used in the first model as one of the subsystems. In both models the soil stratum is discretized by means of nodal points which are defined on the surface of the medium (Fig.II.1). The discretization procedure used herein is essentially the same as used by Chopra and Perumalswami [13], for the discretization of half plane. The linear variation of surface displacements provides the geometrical continuity between the two subsystems of Model I and also an efficient variation for the discrete solution of the mixed-boundary value problem which will be discussed in Chapter V.

One of the most important problems which arises in the steady state vibration of half space or stratum is the energy loss due to radiation. Energy loss coefficients are frequency dependent and appear in the solutions as pseudo-viscous damping which is called in the literature as "*radiation damping*" or "*geometric damping*". From the point of modal behaviour of soil-structure systems, it is a known fact that the participation of the first natural mode in the total response of systems is of prime importance [40,60]. Since radiational damping of the soil is proportional to the excitation frequency, for the lowest frequency of vibration this type of damping takes its minimum value. On the other hand, there are many uncertainties concerning the real nature of material damping in the soil and the structure. Under these circumstances, radiational energy loss mechanism of the soil has not been taken into consideration in this study and a quasi-static approach is utilized to obtain the dynamic characteristics of the soil medium.

In the third chapter of this study, an approximate dynamic stiffness matrix for the discretized stratum is obtained. Using the discrete model shown in Fig.II.1, the soil medium can be treated as a single "*finite element*", with theoretically infinite but practically finite number of nodal points. The dynamic influence coefficients of the medium could be determined as nodal forces related to harmonic displacements with unit amplitude. However in this study, these coefficients are evaluated in an approximate manner by introducing the "*consistent mass matrix*" concept. As known from the theory of Finite Element Method, this concept is based on the approximation that inertia forces in the medium are proportional to the quasi-static acceleration field. Thus, approximate dynamic stiffness matrix of the medium is defined as,

$$[k]_d = [k]_s - \omega^2 [m] \quad (\text{III.3})$$

where $[k]_d$, $[k]_s$ and $[m]$ represent the dynamic and static stiffness matrices and consistent mass matrix respectively; ω denotes the frequency of steady state vibration. The elements of static stiffness matrix are obtained as nodal forces related to unit displacements, from the distributed

stresses on the surface which are determined by the plane strain solution. The elements of the mass matrix, i.e. inertia influence coefficients, are evaluated as nodal forces related to unit accelerations, through the static displacement field in the medium. It has been shown that Eq.(III.3) corresponds to the first two terms of the series solution of the steady state dynamic problem with the exception that zero lower limits of real Fourier inversion integrals are replaced by the nondimensional frequency a_0 . The first static term $[k(0)]_s$ does not differ from $[k(a_0)]_s$ for low frequencies, whereas inertia influence coefficients are determined as functions of a_0 . In the frequency range of interest, in connection to the earthquakes, taking the first two terms of the series solution is shown to be sufficient.

In the fourth chapter, the equations of motion of soil-structure systems are obtained. The problem is considered in a general manner, independent of idealization procedures used for the soil and the structure.

In soil-structure systems, total displacements can be separated into two parts as follows;

$$[d] = [d]^a + [\bar{d}]$$

where $[d]^a$ represents earthquake free field displacement vector which may have been recorded anywhere in the soil medium and $[\bar{d}]$ corresponds to interaction displacements due to vibrating structure. In this study, equations of motions are formulated in terms of interaction displacements. In the first section of Chapter IV, a general formulation of the problem, including the "traveling earthquake waves", is given. In the following sections, the equations of motion are obtained for some special cases including rigid foundations. In the last section nonlinear soil-structure systems are formulated and nonlinearity of soils is discussed.

The fifth chapter is devoted to the evaluation of stiffness and mass matrices for rigid strip plates bonded on an elastic soil stratum. In the analysis of rigid

foundations, an important problem arises in the application of mixed boundary conditions, especially in the case of multiple foundation systems. In this study, utilizing the discrete soil model, a procedure is developed for the solution of mixed boundary value problem. In the first step of the discrete solution procedure, the number of degrees of freedom of the contact surface is reduced to the rigid body degrees of freedom of the foundation. In the second step, the homogeneous equilibrium conditions are applied as a matrix condensation operation for the degrees of freedom of the free surface, i.e. the outer nodes of the foundation. This operation can be done by a standart condensation procedure, such as the Gauss-Jordan algorithm.

The discrete procedure which is developed for the mixed boundary value problem can also be applied to multi-foundation systems. In this study, the stiffness and the mass matrices of the soil medium are obtained for two identical in-phase rigid foundations with a given spacing. According to the numerical results plotted in Fig. V.6, the rocking stiffness of each foundation increases and the swaying stiffness decreases with decreasing spacing of the two foundations.

It is interesting to note that, in almost all previous studies, soil-structure system has been assumed to have a single superstructure. It is evident that interaction occurs not only between the soil and the single structure, but also between the neighbouring structures through the soil. The "cross interaction", as called by Kobori and Minai [29], has a great importance in connection with the dense construction situations in big cities. In the sixth and the seventh chapters of this study, the vibrational characteristics of soil-structure systems are analyzed. In addition to the soil-single building system, a system which consists of two identical buildings is considered as an example for the cross interaction. Details of the analysis of the first natural frequencies and the displacement transfer functions of the soil-structure systems are given.

In the eighth chapter, a solution procedure for the earthquake response analysis of the soil-structure system is presented. The elements of dynamic property matrices are described in detail and the numerical methods of the time-domain solutions are discussed.

The ninth chapter of the study is devoted to computer programs which are developed for the numerical analysis. The flow charts of the programs and the description of input data are given in detail.

In the tenth chapter, some numerical examples are presented. In the first two examples, the first mode behaviour of soil-structure systems is analyzed. In both examples, a ten-story framed building with a rigid foundation is considered (Fig.X.1). The first example deals with the soil-single building system. It has been shown that soil and structural parameters and the height/width ratio of the building affect the first natural frequency of vibration. Numerical results are outlined in Table X.1. In addition, the amplitude transfer functions of the tenth story and the base displacements are obtained and plotted versus frequency (Fig.X.2 to Fig.X.12). In the second example, a soil-structure system consisting of two identical buildings is analyzed (Fig.X.13). In order to compare the results, the building used in the first example is considered as one of the two buildings. In addition to other parameters, the effect of the spacing of the two buildings is also studied. As it is shown in Table X.2, the first natural frequency of vibration increases with the decreasing spacing of the two buildings. The amplitude transfer functions of the tenth story and the base displacements are shown in Fig.X.13 to Fig.X.19. It is observed in both examples that the amplitudes of relative displacements of the buildings decrease with decreasing frequencies whereas those of the total displacements increase. These results can be interpreted as follows : The decrease of the first natural frequency, mainly depends on the rotation of rigid foundation which produces the large quasi-static displacements in the building. As a consequence of the decreasing frequency, induced inertia forces and the relative displacement amplitudes decrease. Although it is not shown here, for very rigid and low buildings with small height/width ratios, the first natural frequency of two-building system may decrease with decreasing spacing of the buildings due to the decreasing variation of

swaying stiffness of the soil (See Fig.V.6). In the third example, a soil-structure system is subjected to a real earthquake motion and time-histories of the roof displacement and the base shear of the building are obtained. In the soil-building system shown in Fig.X.20, the soil medium is assumed to be composed of three layers where the one overlying the bedrock is idealized as an elastic stratum. In order to compare the results with the case of rigid soil, the building system is analyzed separately. The earthquake record of "*Latino Americana Tower*" of May 19, 1962 is taken as input data and the equations of motion are integrated step by step using the modified Linear Acceleration Method [71]. The time-histories of the tenth story displacements and the base shear of the building are given in Fig.X.21 to Fig.X.25. The results show that, in the case of flexible soil, an apparent increase occurs in the period of vibration and the amplitudes of responses.

The conclusions of this study are presented in the eleventh chapter and the Appendices are given in the last chapter.

BÖLÖM I

G İ R İ Ş

I.1. KÖNÜ

I.1.1. Tanım

Yüksek binalar, barajlar, nükleer güç santralleri gibi, depreme karşı davranışlarının önemli olduğu bilinen yapı sistemleri, günümüzde zorunlu olarak aktif deprem bölgele-
rinde de yapılmaktadır. Bu tür yapıların gerekli bazı durum-
larda, çok değişik özellikler taşıyan zeminler üzerinde ku-
rulması zorunluluğu, üstyapı ile zemin arasındaki "*dinamik karşılıklı etki*" probleminin konusunu oluşturmaktadır.

Yapı Mühendisliği açısından deprem, birtakım jeofizik nedenlerle oluşan yer hareketinin etkisi ile üstyapının titreşimi olayıdır. Ancak üstyapının doğal olarak belirli bir zemin ortamı üzerine oturmuş bulunması, bu titreşim olayın-
da zeminin de üstyapı ile birlikte gözönüne alınmasını zo-
runlu kılmaktadır. Üstyapı ve zeminden oluşan "*ortak sistem*" çerçevesinde dinamik karşılıklı etki süreci kısaca şu şekil-
de tanımlanabilir :

Deprem nedeni ile zemin ortamından üstyapıya aktarılan titreşimler burada, üstyapının dinamik özelliklerine bağlı birtakım etkiler meydana getirmektedir. Böylece bir titreşim kaynağı durumuna gelen üstyapı bu kez zeminde, deprem titreşimlerine ek olarak, zeminin dinamik özelliklerine bağı-
lı birtakım karşı etkiler oluşturmaktadır.

Günümüzde deprem hesabı için uygulanmakta olan alışıla-
gelmiş yöntemler ve üstyapıya gelen dinamik etkileri belir-
leyen deprem yönetmelikleri, zemini genellikle üstyapının titreşimlerinden etkilenmeyen bir ortam olarak kabul etmek-
tedir. Zeminin sonsuz rijit olarak alınması bu kabulün doğal

sonucudur. Ancak zemin aynı kabul çerçevesinde, şekil değiştirebilen bir ortam olarak da düşünülebilmektedir. Bu düşünce, şekil değiştirebilen zeminin üstyapıyı etkilemesi, fakat ondan etkilenmemesi esasına dayanan tek yanlı yaklaşımın ürünüdür. Birçok depremde zemin koşullarının yapısal hasara etkisinin gözlenmesi, ayrıca yumuşak zeminlerde alınan deprem kayıtlarının sağlam zeminlerdekilere oranla değişik özellikler göstermesi, tek yanlı yaklaşımın temel nedenleri olarak sayılabilir. Böylece, üstyapı gözönüne alınmaksızın, sadece zeminle ilgili verilere dayanılarak probleme "zeminin üstyapıya etkisi" doğrultusunda yaklaşılmıştır. Bu yaklaşım yakın zamana kadar, bazı ülkelerin deprem yönetmeliklerinde sadece zeminin cinsine bağlı birtakım amprik katsayıların yer alması sonucunu doğurmuştur [2].

Birçok depremde yapılan gözlemler, üstyapı temeli üzerinde ve zemin yüzeyinde temelden fazla uzakta olmayan bir noktada aynı anda alınan kayıtlar arasında önemli değişiklikler bulunduğunu göstermiştir. Bu değişiklikler, depremin üstyapıya etkisinin karşılığı olarak, üstyapının da zemini ve dolayısıyla deprem kaydını etkilediğini kanıtlamaktadır. Son on yıl içinde yapılan teorik ve deneysel çalışmalar, zeminde ve deprem kaydında üstyapının oluşturduğu karşı etkilerin, zemin ve depremin özellikleri yanında üstyapının dinamik özelliklerine de bağlı olduğunu ortaya koymuştur.

Sonuç olarak, zemin açısından yumuşaklık veya sağlamlık, üstyapının dinamik özellikleri ile birlikte düşünüldüğü takdirde belirli bir anlam kazanabilmektedir. Buna karşın, üstyapının ortak sistem içindeki dinamik davranışı, zeminde bağımsız olarak, tek başına ele alındığı duruma oranla önemli değişiklikler gösterebilmektedir. Bu konuda yapılan çalışmaların sonuçları, son yıllarda çıkarılan deprem yönetmeliklerine de yansımaya başlamıştır [3].

1.1.2. Problemin Dinamik Özellikleri

Genel olarak herhangi bir dinamik olayda, şekil değiştiren bir cismin, kendi titreşimini etkileyen üç ana özelliği vardır. Bunlar, cismin rijitliği, eylemsizliği ve sönüm özelliğidir. Rijitlik özelliğinin cismin statik davranışı için de geçerli bir özellik olmasına karşın, eylem-

sizlik ve sönüm özellikleri cismin sadece dinamik davranışı için tanımlanabilirler. Üstyapı-zemin ortak sisteminin incelenmesi açısından ana problem, üstyapı ve zemin için bu üç özelliğin saptanarak sistemin matematik modeli içindeki yerlerini almalarıdır. Üstyapı için bu özelliklerin daha doğru ve gerçekçi olarak saptanması doğrultusunda çalışmaların yoğunlukla sürdürüldüğü ve hiç değilse matematik modellerden yararlanarak üzerinde anlaşmaya varılamayan noktaların giderek azaldığı bilinmektedir. Makro ve mikro yapısı üstyapıya oranla çok daha karmaşık olan zemin ortamı için ise, sözü edilen her üç özelliğin saptanması ayrı birer problemdir. Zeminin dinamik koşullar altındaki içsel yapısının karmaşıklığı yanında, matematik modellendirme açısından, titreşime kendi içinde hangi miktarda katılacağı sorunu, problemin zemin açısından özünü oluşturmaktadır.

1.2. KONU İLE İLGİLİ ÇALIŞMALAR

Zemin açısından problemin yukarıda açıklanan karmaşıklığı nedeniyle, üstyapı-zemin ortak sistemini inceleyen ilk çalışmalarda zeminin sadece rijitlik özelliği gözönüne alınmıştır [6, 33, 54]. Eylemsizlik özelliği terk edildiğinden, bu çalışmalarda kullanılan rijitlik değerleri, bir kısmı amprik olmak üzere statik anlamdaki rijitliklerdir. Winkler hipotezini geçerli sayarak zemin rijitliğini "elastik zemine oturan kiriş teorisi" aracılığı ile hesaba katmak, bu anlamda ilk akla gelebilecek yollardan biri olarak görülmektedir.

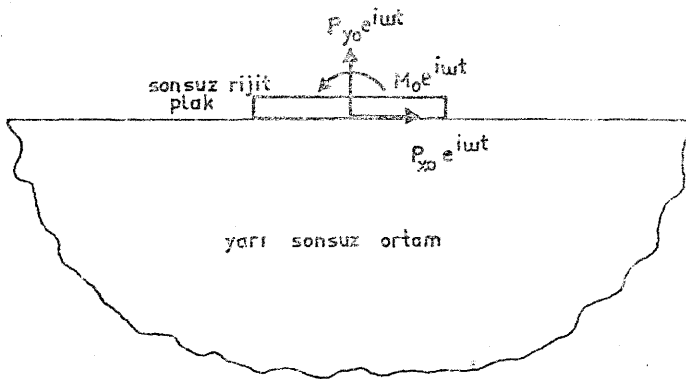
Zemin gibi geniş kapsamlı bir ortamda, eylemsizlik kuvvetlerinin terk edilmesinin çok ağır bir varsayım olacağı açıktır. Buna karşın zeminin rijitlik özelliği yanında eylemsizlik özelliğini de gözönüne alan çalışmalar, bu özellikleri oldukça kaba yaklaşımlarla hesaba katanlar [25, 33] dışındadır, oldukça yenidir. Bu alanda, zemini idealleştirmek için kullandıkları farklı modeller nedeniyle birbirlerinden ayrılan başlıca iki grup çalışmadan sözedilebilir. Aşağıda her iki grup çalışma, ana çizgileriyle tanıtılmaya çalışılacaktır.

I.2.1. Zemini yarı sonsuz veya tek tabakalı sonsuz ortam olarak idealleştiren çalışmalar

Bu çalışmalarda, büyük çoğunluğu ile, asıl amaçları makina temellerinin hesabına yönelik olan birtakım dinamik elastisite çözümlerinden yararlanılmıştır. Bu çözümlerde zemin homogen, izotrop, lineer elastik yarı sonsuz veya tek tabakalı sonsuz ortam olarak idealleştirilmekte, bu ortamın yüzeyinde kütlesiz, dairesel, dikdörtgen veya sonsuz uzun şerit şeklindeki rijit plak gözönüne alınmaktadır. Problemin serbestlik derecesi genel olarak üçü doğrusal, üçü açısal olmak üzere 6 dır. Plaka etkiyen yükler, bu serbestlik derecelerine karşı gelen harmonik düşey veya yatay tekil kuvvetler, veya harmonik momentlerdir.

Sonsuz uzun şerit plak özel durumu için, tanımlanan model ve etkiyen kuvvetler Şekil I.1 de gösterilmiştir. Bu durumu ile problem, elastisite teorisi açısından bir "kayışık sınır değer problemi" dir ve literatürde dinamik değme (contact) problemi olarak adlandırılmaktadır.

Dinamik dış etkiler altında rijit temel plağının tabanındaki gerilme yayılımı kesinlikle bilinmediğinden, bu yayılım için birçok araştırmacı değişik kabuller yaparak sonuçla gitmişlerdir. Bu alandaki ilk çalışmada Reissner [52],



Şekil I.1

yarı sonsuz ortam sınırında, harmonik düşey tekil kuvvet etkisindeki rijit dairesel plağın tabanında gerilme yayılışını sabit olarak kabul etmiş, daha sonraları Sung [59], Toriumi [64], Bycroft [9], Lysmer [34], Luco-Westmann [32], Veletsos-Wei [67] ve diğer birçok araştırmacı dairesel rijit plak için; Kobori [28], Thomson-Kobori [63] dikdörtgen rijit plak için; Karasudhi-Keer-Lee [26] ve Oien [43] sonsuz uzun rijit şerit plak için çeşitli serbestlik derecelerini kapsayan ve plak tabanında daha gerçekçi gerilme yayılışları kabul eden çeşitli çözümler elde etmişlerdir. Aynı sınır şartları ile, zemini yarı sonsuz ortam yerine, sonlu derinlikte bir kaya ile sınırlandırılmış sonsuz uzunluklu tek bir tabaka olarak idealleştiren birçok rijit plâk çözümü geliştirilmiştir [5, 9, 68].

Bütün bu çözümlerde, rijit plağın düşey, yatay veya açısal deplasmanı

$$u = A(f_1 + if_2) P_0 e^{i\omega t} \quad (I.1)$$

şeklinde ifade edilmektedir. Burada A , ortamın elastik sabitlerine ve plağın boyutlarına bağlı bir katsayıyı, P_0 rijit plağa etkiyen harmonik kuvvet veya momentin genliğini, ω harmonik zorun açısal frekansını göstermektedir. f_1 ve f_2 fonksiyonları, plağın boyutlarına, ortamın elastik sabitlerine ve aynı zamanda harmonik zorun ω frekansına bağlı büyüklüklerdir.

(I.1) kompleks deplasman ifadesinin zamana göre türevi alınarak gerekli düzenlemeler yapılırsa,

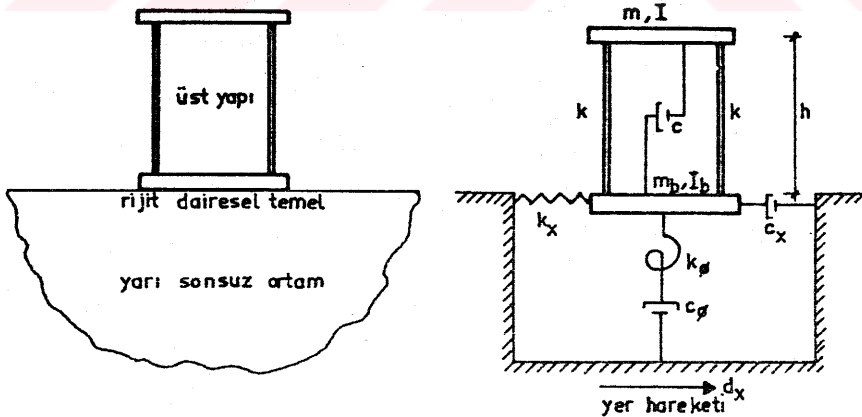
$$P = P_0 e^{i\omega t} = \frac{f_1}{A(f_1^2 + f_2^2)} u + \frac{f_2}{A\omega(f_1^2 + f_2^2)} \dot{u} \quad (I.2)$$

gerçek bağıntısı elde edilir. Bu bağıntıda deplasman ve hızın çarpanları olan büyüklükler, tek serbestlik dereceli sistemin rijitlik ve sönüm katsayılarını ifade etmektedirler.

Malzeme açısından herhangi bir sönüm özelliği öngörülmemiş olmasına rağmen ortaya çıkan sönüm kuvveti, ortamın sonsuzluğundan ötürü meydana gelen enerji kaybının ifadesidir. Bu nedenle, bu tür sönüm literatürde "geometrik sönüm" veya "radyasyon sönümü" olarak adlandırılmaktadır.

Buraya kadar sözü edilen dinamik elastisite çözümlerinden üstyapı-zemin ortak sisteminin incelenmesinde yararlanmayı deneyen ilk çalışmaların en önemlisi Parmelee [44] tarafından gerçekleştirilmiştir. Bycroft' un [9] rijit dairesel plak için elde ettiği çözümden yararlanan araştırmacının kullandığı tek katlı sistem ve bu sistemin zeminin katkısını ifade eden yay ve söndürücülerle şematik olarak idealleştirilmesi, Şekil I.2 de gösterilmiştir. Daha sonraları birçok araştırmacı [10, 45, 46, 48, 51, 55, 66] tarafından model olarak aynen kullanılacak olan bu sistemi Parmelee, yatay harmonik yer hareketi için incelemiştir.

Ancak, Parmelee ve onu izleyen bir grup araştırmacı, Hsieh [23] tarafından formüle edilen (I.2) denklemine benzer ifadeleri kullanırken rijit plağın yatay ve açısal deplasman durumları arasındaki karşılıklı etkiyi gözönüne almamışlardır. Oysa plağa uygulanan yatay deplasman durumu için



Şekil I.2

yatay kuvvetin yanında bir moment, açısal deplasman durumu için ise momentin yanında bir yatay kuvvetin olduğu bilinmektedir. Birinci durumdaki momentle ikinci durumdaki yatay kuvvetin (Betti teoremi gereğince birbirlerine eşittirler.) terkedilemeyecek önemde olduğu gösterilmiştir [26]. Depremlerde genellikle hâkim olan yatay zemin hareketinin etkisiyle, temelde sadece bu nedenle meydana gelecek dönmenin özellikle çok katlı yüksek yapılarda önemli sonuçlar doğuracağı açıktır.

(I.2) bağıntısında, rijitlik ve enerji kaybı özelliklerini ifade eden katsayıların harmonik zorun frekansına bağlı oluşu, deprem titreşimlerinin gelişigüzel karakteri nedeniyle, çözüm tekniği bakımından bu tür yaklaşımın en kısıtlayıcı özelliğidir. Karşılıklı etki olayının genel sonuçlarını elde etmek amacıyla Parmelee, Perelman, Lee ve Keer [45], harmonik terimlerden oluşan bir seriyi deprem kaydı olarak kabul etmişlerdir.

Modal analiz açısından, üstyapı-zemin ortak sisteminde birinci titreşim modunun sistemin davranışına en büyük oranda katkıda bulunduğu, birçok araştırmacı tarafından kanıtlanmıştır [40, 60]. Bu özelliği gözönünde tutan Perelman, Parmelee ve Lee [48], bir diğer çalışmalarında, frekansa bağlı katsayıları, sistemin birinci titreşim frekansı için hesaplayıp bunları titreşim süresince sabit kabul ederek parametrik bir araştırma yapmışlardır.

Öte yandan frekansa bağlı çözümlerin yukarıda belirtilen kısıtlayıcı özelliği, birçok araştırmacıyı, rijitlik ve enerji kaybı katsayılarını, depremlerdeki hakim frekansları kapsayan belirli bir frekans bölgesi içinde sabit olarak kabul eden bir yaklaşıma yöneltmiştir [46, 69].

Depremde yer hareketinin gelişigüzel karakteri, frekansa bağlı çözümlerin kesinliğinin, yer hareketinin ancak belirli harmonik bileşenlerle ifade edilmesi durumunda mümkün olabileceğini göstermektedir. Bunun sağlanması için en uygun yöntemin Fourier dönüşümü olduğu açıktır. Sismoloji ve elektronik haberleşme alanlarında spektrum analizi ile uğraşan araştırmacılar tarafından "Ayrık Fourier Dönüşümü" adı verilen ve kompleks katsayılı Fourier serilerinin kullanılmasına karşı gelen yöntemle, deprem titreşimi gibi zamana

göre süreksiz bir fonksiyonun harmonik bileşenlerle ifade edilmesi sağlanabilmektedir. Cooley ve Tukey [14] tarafından geliştirilen ve Bergland [7] tarafından sistematize edilen "*Fast Fourier Transform*" algoritması, ikili aritmetik düzen yardımıyla, Ayırık Fourier Dönüşümünün elektronik hesap makinalarında oldukça kısa sürede yapılabilmesini sağlamaktadır. Liu ve Fagel [20, 30] bu algoritmanın getirdiği hesap olanaklarından yararlanarak tek ve çok katlı lineer elastik yapılarda karşılıklı etki olayının sonuçlarını araştırmışlardır. Chopra ve Gutierrez [12], yine aynı algoritmayı, modal analiz çerçevesinde kullanarak çok katlı yapılarla zemin arasındaki karşılıklı etkiyi incelemişlerdir.

Rijit plak çözümlerinden yararlanan yaklaşımın önemli bir eksikliği, üstyapının temelini yüzeysel olarak kabul etmek zorunda oluşudur. Uygulama açısından önemli olan gömülü temel durumu için Novak-Beredugo [41], Novak [42], Parmelee-Kudder [47], Petrovski [50] deneysel verilerden de yararlanarak, rijit plak çözümlerini esas alan yaklaşık çözümler geliştirmişlerdir. Elde edilen sonuçlar, temelin zemine gömülmesinin üstyapının davranışını önemli ölçüde etkilediğini göstermiştir. Tajimi [61] ise, tek tabakalı ve alt sınırı kaya olan bir ortamda, kayaya oturan bir rijit kütlenin dinamik davranışını incelemiştir.

Zemini homogen, izotrop ve lineer elastik yarı sonsuz ortam olarak idealleştirmekle birlikte, ortam sınırında alınan belirli düğüm noktaları aracılığı ile ayırıklaştıran ilginç bir model, zeminle toprak baraj arasındaki karşılıklı etkiyi inceleyen Chopra-Perumalswami [13] tarafından geliştirilmiştir. İlerideki bölümlerde görüleceği üzere bu çalışmada da, zeminin ayırık bir sistem olarak idealleştirilmesinde bu modelden yararlanılmıştır.

1.2.2. Zemini sınırlı bir bölgede ayırık bir sistem olarak idealleştiren çalışmalar

Üstyapı-zemin ortak sistemini inceleyen çalışmaların önemli bir bölümünde, zemin ortamı sınırlı bir bölgede ayırık bir sistem olarak idealleştirilmektedir.

Agabein, Parmelee ve Lee [4] zemini sonlu bir bölgede, kendilerinin tanımladığı rijitlik ve sönüm elemanları ile idealleştiren bir model geliştirmişlerdir. Fleming, Screwala, Kondner [22] ise zemini tek tabakalı ayırık bir sistem olarak idealleştirmeye çalışmışlardır.

Son yirmi yıl içinde çubuk sistemler ve sürekli ortamların statik ve dinamik hesabında yoğun bir biçimde kullanılan "*Sonlu elemanlar yöntemi*" [15] üstyapı-zemin ortak sistemini inceleyen pek çok çalışmada da zeminin idealleştirme aracı olarak kullanılmıştır. Wilson [70], Khanna [27], Finn-Reimer [21], Seed-Idriss [57], Matsushima [37] ve daha pek çok araştırmacı iki boyutlu; Brandow [8], Dumanoglu [18] ve diğerleri üç boyutlu sonlu elemanlarla zemini sınırlı bir bölgede idealleştirerek karşılıklı etki problemini incelemişlerdir. Minami [39] yine sınırlı bir bölgede zemin için elastoplastik bir bünyesel model seçerek problemi iki boyutlu sonlu elemanlarla incelemiştir.

Lysmer ve Kuhlemeyer [35], sonsuz ortamda radyasyondan doğan enerji kaybı mekanizmasını, sonlu elemanlarla idealleştirilen sınırlı bir bölgede gözönüne almayı amaç edinen ilginç bir model çalışması yapmışlardır. Geliştirilen modelde, radyasyon kaybını hesaba katmak üzere, sonlu elemanlarla idealleştirilen bölgeyi çevreleyen sınırlarda enerji yutan "*viskoz sınırlar*" ve bunlara ait sınır şartları tanımlanmıştır. Brandow [8], alt sınırı kaya olan bir ortamda, tanımlanan viskoz sınırları, yatay doğrultudaki radyasyondan oluşan enerji kaybını gözönüne almak amacıyla kullanmıştır.

Zemini sonlu elemanlarla idealleştiren bütün çalışmalarda üstyapı ve zemin bir ortak sistem çerçevesinde birlikte ele alınmaktadırlar. Kısım I.2.1 deki yarı sonsuz ortam çözümlerinden yararlanan çalışmalarda ise; yarı sonsuz ortam ve sınırında yer alan rijit plak, üstyapı-zemin ortak sistemi içinde bir alt sistem olarak gözönüne alınmaktadır. Alt sistem prensibinin aynı anlamda, sonlu elemanlarla idealleştirilen zemin ortamı için kullanılması, harmonik birim deplasman durumları ile elde edilen kompleks katsayılı ve frekansa bağlı dinamik rijitlik matrisinin tayinini gerektirmektedir. Vaish ve Chopra [65] çözüm tekniği olarak "*Fast Fourier Transform*" algoritmasını uyguladıkları çalışmalarda

rında, sonlu derinlikte taban kayası ile sınırlanan lineer elastik zemin ortamını, yukarıda belirtilen anlamda alt sistem olarak ele almışlardır. Aynı çalışmada, Ayırık Fourier Dönüşümünde, harmonik bileşen sayısına eşit sayıda çözümü gereken kompleks katsayılı hareket denkleminin mertebesini düşürmeyi amaç edinen yaklaşık bir yöntem geliştirilmiştir.



BÖLÜM II

BU ÇALIŞMADA GELİŞTİRİLEN MATEMATİK MODELLER

II.1. DAHA ÖNCE KULLANILAN MODELLERİN ELEŞTİRİSİ

Konu ile ilgili olarak daha önce yapılan ve Kısım I.2 de özetlenen çalışmalardan da anlaşılabilceği gibi, zeminin idealleştirilmesi üstyapı-zemin ortak sisteminde en önemli problemlerden birini oluşturmaktadır.

Kısım I.2.1 de açıklanan yarı sonsuz veya tek tabakalı sonsuz ortam modeli, birçok bakımdan eleştirilebilir :

- a) Zeminlerdeki doğal tabakalaşma süreci,
- b) Dinamik özelliklerin zemin içinde noktadan noktaya çeşitli parametrelere bağlı olarak değişmesi,
- c) Zeminin dinamik koşullar altındaki davranışının genellikle elastoplastik nitelikte olması,
- d) Uygulamada üstyapı temelinin, modelde öngörülenin aksine, genellikle yüzeysel ve sonsuz rijit olmayışı,

bu modele yöneltilen başlıca eleştiriler olarak sıralanabilir. Bunların yanında, modeldeki rijitlik ve radyasyon sönümü katsayılarının frekansa bağlı oluşu, kesin çözümün "frekans alanı" nda yapılmasını zorunlu kılmaktadır. Gerçi çözümün bu anlamda, Kısım I.2.1 de belirtildiği gibi Ayırık Fourier Dönüşümü ile yapılması olanağı vardır. Ancak bu yöntemde, kompleks katsayıların varlığı nedeniyle, hareket denkleminin iki katına eşit sayıda denklemin, harmonik bileşen sayısı kadar çözümünün yapılması gerekmektedir. Ayrıca ters dönüşüm işleminin, sistemdeki bütün deplasmanlar ve türevleri için ayrı ayrı uygulanması zorunludur. Bu nedenler, "Fast Fourier Transform" algoritmasının getirdiği olanaklara rağmen

men, yöntemin hesap yükünün ağırlığını göstermektedir. Üstelik bu kadar hesabın sadece lineer elastik zemin ortamı için geçerli olduğu da gözden uzak tutulmamalıdır.

Bütün bunlara karşın, yarı sonsuz ortam modelinin, "kalitatif" anlamda bile olsa, karşılıklı etki olayının aydınlatılması ve ortaya çıkan sonuçların doğrultularının saptanması bakımından, bu konudaki literatürde önemli bir yer tuttuğu açıktır.

Öte yandan, zemin ortamının sonlu elemanlarla idealleştirilmesi, modellendirme ve çözüm tekniği açılarından önemli olanaklar sağlamaktadır :

- a) Zeminle ilgili her türlü geometrik, mekanik ve bünyesel süreksizliklerin gözönüne alınabilmesi,
- b) Üstyapı temelinin zemine bağlantısı ve rijitliği ile ilgili herhangi bir kısıtlamanın olmayışı,
- c) Kurulan hareket denkleminin frekanstan bağımsız oluşu, modların süperpozisyonu yöntemi ile veya "zaman alanı" nda adım adım integre edilebilmesi,
- d) Adım adım integrasyon işlemi içinde her türlü non-lineer veya elastoplastik zemin ve üstyapı davranışının gözönüne alınabilmesi,

bu yöntemin olumlu yönleri olarak sayılabilir.

Sonlu elemanlarla idealleştirme yöntemine yöneltilen en önemli eleştiri, zemin ortamının belirli bir bölge ile sınırlandırılmasıdır. Eğer sistemde gerçekten sonlu bir bölgeyi sınırlayan kaya gibi doğal bir sınır şartı yoksa, belirli bir bölge ile yetinmek zorunluluğu ortaya çıkmaktadır. Bu durumda ise, deprem dalgaları ile üstyapıdan ortama yayılan dalgaların, alınan sonlu bölgenin sınırlarından yansması tehlikesi doğmaktadır. Bu noktada, Lysmer ve Kuhlemeyer [35] tarafından geliştirilen ve Kısım I.2.2 de açıklanan modelin bu sakıncayı gidermek amacıyla kullanılabileceği düşünülebilir. Ancak bu model sadece, titreşen

üstyapının etkisi ile sonlu bölgenin içinden dışına doğru yayılan dalgaları gözönüne almaktadır. Bu bakımdan, sonlu bölgeye dışarıdan gelen deprem dalgalarının da söz konusu olduğu karşılıklı etki problemi için uygun değildir[39].

Sonlu elemanlar yönteminin probleme getirdiği olanaklara karşın, bu yöntemin kendine özgü bazı sakıncalarını, özellikle bu problem açısından gözönünde tutmak gereklidir. Bu sakıncalardan birincisi, zemin ortamının yeterince temsil edilebilmesi için çok sayıda sonlu eleman kullanılması gereğidir. Bu durumun, özellikle üç boyutlu sistemlerde, sayısal çözüm bakımından birtakım problemler doğuracağı açıktır. Birincisine bağlı olan ikinci sakınca, problemin doğrudan doğruya dinamik karakteri ile ilgilidir. Problem zemin açısından bir "*dalga yayılması problemi*" olduğundan, sonlu elemanlar yöntemi ile yapılan çözümde ortam içinde dalgaların ayrıık anlamda belirlenmesi gerekmektedir. Bu da, dalga boyunun belirli kesimlerindeki deplasmanların hesaplanması ile sağlanabilir. Bilindiği gibi bir dalganın boyu, dalganın hızı ile doğru, frekansı ile ters orantılıdır. O halde, örneğin dalga hızının düşük olduğu yumuşak zeminlerde bir dalganın doğru biçimde belirlenebilmesi için, aynı frekansla titreşen sağlam zeminlere oranla, birbirine daha yakın noktalarındaki deplasmanların hesaplanması gerekmektedir. Bu durum, sistemde daha küçük boyutlarda, daha çok sayıda sonlu elemanın kullanılması zorunluluğunu ortaya çıkarmaktadır. Görüldüğü gibi bu sakıncanın etkisi, yukarıda sözü edilen birinci sakıncanın ağırlığını arttırıcı yöndedir.

II.2. MODEL GELİŞTİRME AÇISINDAN BU ÇALIŞMANIN AMACI

Modellendirme açısından bu çalışmanın ana amacı, yukarıda eleştirilen iki farklı modelin probleme yaklaşımda sağladıkları olumlu yönleri değerlendiren, fakat kendilerine özgü sakıncaları-mümkün olduğu oranda- taşımayan uygun bir modelin geliştirilmesidir. Bu koşulları sağladığı düşünülen model, bu bölümün 4. kısmında (Model I) adı altında tanımlanacaktır. Bununla birlikte, bu modelden ayrı olarak, (Model II) adı altında daha basit, fakat karşılıklı etki

çalışmaları alanında daha önce çok az araştırılmış olan bazı sistemlerin kolayca incelenebilmesine olanak sağlayan ikinci bir model de geliştirilmiştir.

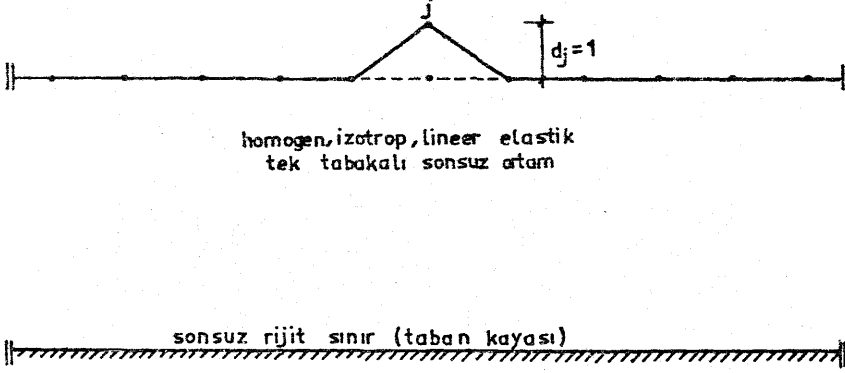
Bu bölümün 4. ve 5. kısımlarında tanımlanacak olan Model I ve Model II de, zeminin bir kısmı veya tümü tek tabakalı sonsuz ortam olarak idealleştirilmektedir.

Tek tabakalı sonsuz ortamda, tabaka kalınlığının sonsuza götürülmesi ile yarı sonsuz ortam özel durumu da elde edilebilmektedir.

Aşağıdaki Kısım II.3 de, tek tabakalı sonsuz ortam için öngörülen ayırıklaştırma yöntemi açıklanacaktır.

II.3. TEK TABAKALI SONSUZ ORTAMIN AYRIK BİR SİSTEM OLARAK IDEALLEŞTİRİLMESİ

Bu çalışmada tek tabakalı sonsuz ortamın ayırıklaştırılmasında, Chopra-Perumalswami [13] nin yarı sonsuz ortam için uyguladıkları yöntemden esinlenilmiştir. Tek tabakalı sonsuz düzlem olarak düşünülen zemin ortamı, sınırında alınan belirli düğüm noktaları aracılığı ile ayırıklaştırılmaktadır. Hesabın deplasman metodu ile yapılabilmesini sağlamak amacı ile düğüm noktalarının birine, ardışık üç nokta arasındaki değişimi Şekil II.1 de gösterilen düşey veya yatay birim deplasman uygulanmakta, bu durumda diğer düğüm noktalarının deplasmanları sıfır olarak alınmaktadır. Homogen, izotrop ve lineer elastik kabul edilen tek tabakalı sonsuz ortam, birim deplasman durumlarının tanımladığı sınır şartları altında bir düzlem şekil değiştirme problemi olarak elastisite teorisi ile çözülmekte ve ortam sınırındaki gerilme yayılımı elde edilmektedir. Bu gerilmelerin eşdeğer tekil kuvvetler olarak düğüm noktalarına indirgenmeleri ile tek tabakalı sonsuz ortamın bütün düğüm noktalarındaki "birim deplasman sabitleri" elde edilmektedir.



Şekil II.1

Belirli bir düğüm noktasına uygulanan birim deplasmanlardan ötürü, kilitli olan diğer düğüm noktalarında meydana gelen kuvvetlerin, deplasmanın uygulandığı noktadan yeteri kadar uzaklıkta terkedilebilecek derecede küçüleceği açıktır. Bu bakımdan, yukarıdaki şekilde ayrıklaştırılan tek tabakalı sonsuz ortam, düğüm noktası sayısı teorik olarak sonsuz, fakat pratikte sonlu olan bir "sonlu eleman" olarak düşünülebilir.

Yarı sonsuz ortam durumu, tek tabakalı sonsuz ortamda tabaka kalınlığının sonsuza götürülmesi ile elde edilen özel bir durumdur. Bu bakımdan, yukarıdaki idealleştirme yarı sonsuz ortamı da kapsamaktadır.

Sınırdaki alınan belirli bir düğüm noktasına uygulanan birim deplasmanlar statik anlamda olabileceği gibi,

$$d_j = 1 \cdot e^{i\omega t}$$

şeklinde birim genlikli harmonik deplasmanlar da olabilir. Bu durumda, ortamda dalga denkleminin kararlı (steady-state) çözümü ile elde edilen düğüm noktası kuvvetleri, harmonik

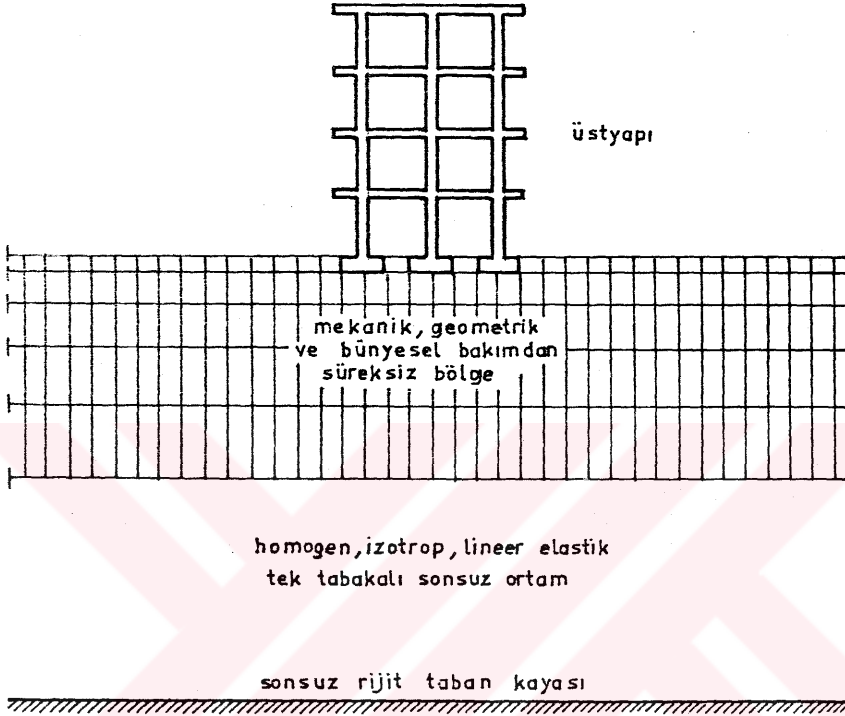
deplasmanın frekansına bağlı "*dinamik birim deplasman sabitleri*" ni oluşturmaktadırlar. Ref [13] de bu çözüm yarı sonsuz ortam özel durumu için gerçekleştirilmiştir.

Tanımlanan statik ve dinamik birim deplasman durumları için yapılan çözümler III. Bölümde açıklanacaktır.

II.4. Model I : ZEMİNİN SINIRLI BİR BÖLGESİNİ SONLU ELEMANLARLA, GERİ KALAN KISMINI TEK TABAKALI SONSUZ ORTAM OLARAK IDEALLEŞTİREN MODEL

Zeminin sadece sınırlı bir bölgesini sonlu elemanlarla idealleştiren modelin, bu bölgede her türlü geometrik, mekanik ve bünyesel süreksizlikleri gözönüne alabilme olanağını sağladığı; ancak bu modelin, sınır şartları ve sonlu elemanlar yönteminin kendine özgü sakıncaları nedeniyle çok sayıda sonlu eleman kullanılması zorunluluğunu ortaya çıkardığı Kısım II.1 de açıklanmıştı. Bu düşüncelerle bu çalışmada, mümkün olduğu ölçüde az sayıda sonlu elemanın kullanıldığı, buna karşın serbestlik derecesini fazla arttırmaksızın daha geniş bir zemin bölgesinde rijitlik ve eylemsizlik özelliklerinin gözönüne alınabildiği bir model geliştirilmiştir. Bu modelde, zemin belirli bir derinliğe kadar sonlu elemanlarla idealleştirilmekte, bu derinlikten itibaren aşağıya doğru tek tabakalı sonsuz ortam olarak kabul edilmektedir (Şekil II.2).

Sonlu elemanlarla idealleştirilen bölgede, ayrıtları boyunca deplasman değişimi lineer olan üçgen veya dikdörtgen sonlu elemanların kullanılması, tek tabakalı sonsuz ortamın da Kısım II.3 de açıklandığı şekilde ayrıklaştırılması halinde, geometrik uygunluk şartlarının, iki bölgeyi birleştiren bütün düğüm noktaları boyunca sağlanması mümkün olmaktadır.



Şekil II.2

Zemin için önerilen bu modelin, idealleştirme açısından sağladığı olanaklar aşağıda açıklanmıştır :

a) Üstyapı-zemin ortak sisteminde zemin titreşimlerinin önemli bölümü, zeminin bir bütün olarak deprem etkisinde kendiliğinden titreşimi ile oluşmaktadır. Bu titreşime ek olarak zemin ortamına dışarıdan gelen ana etki, üstyapının titreşimidir. Bu etkinin özellikle üstyapıya yakın zemin kesiminde önemli olduğu, büyük gerilme ve şekil değiştirmelerin bu bölgede meydana geldiği açıktır. Zeminin gerçekçi bir şekilde idealleştirilmesinde bu bölgenin önemi, diğer bölgelere oranla daha büyüktür. Bu nedenle, geliştirilen modelde

üstyapıya yakın zemin kesiminin, mekanik, geometrik ve bünye- sel süreksizliklerin gözönüne alınabilmesi olanaklarını sağ- lamak üzere sonlu elemanlarla idealleştirilmesi yoluna gi- dilmiştir. Bu bölgenin dışındaki zemin kesiminin, tek taba- kalı ortam olarak alınması ile, taban kayasına kadar zeminin kütle ve rijitliğinin hesaba katılması mümkün olmaktadır. Böylece eşdeğer anlamda; sonlu elemanlarla idealleştirilen bölge, serbestlik derecesi arttırılmaksızın büyük ölçüde ge- nişletilmektedir.

b) Geliştirilen model açısından akla gelebilecek önemli bir soru, zemin ortamının sonlu elemanlarla idealleştirilen bölgenin altında, öngörüldüğü şekilde homogen, izotrop ve lineer elastik olarak davranıp davranmayacağıdır. Yukarıda açıklandığı gibi depremde sistemin tümü ile titreşimine ek olarak üstyapının varlığı nedeni ile oluşan titreşimlerin meydana getirdiği şekil değiştirmelerin, üstyapıdan itiba- ren belirli derinlikte lineer elastik sınır içinde kalaca- ğı düşünülmektedir. Ayrıca belirli bir derinlikten itibaren homogen ve izotrop zemin kabulü yukarıdaki düşüncelerle bir- likte değerlendirildiğinde, jeolojik bakımdan fazla ağır bir kabul niteliği taşımamaktadır. Uygulamada karşılaşılan alüvyon tipi tabakalanma durumu için yapılan kabul gerçeğe daha uygundur. Gerçek jeolojik yapı bu şekilde olmasa bile, geliştirilen model, üstyapıya uzakta kalan ikinci plandaki zemin bölgesinde rijitlik ve eylemsizlik özelliklerinin bel- irli bir yaklaşım içinde gözönüne alınabilmesi olanağını sağlamaktadır.

c) Geliştirilen modelde zemin bölgesinin yatay doğrul- tuda üstyapıya belirli bir uzaklıkta kesilerek sınırlandı- rılması mümkündür. Bu sınır, üstyapının etkisi ile oluşa- n titreşimlerin terkedilebilecek derecede küçüldüğü nokta- ların birleştirilmesi ile elde edilebilir. Bu sınırın üst- yapıdan uzaklığı konusunda bir kriter koyma olanağının bu- lunmadığı, gerçek sınırın ele alınan bölgenin adım adım bü- yütülmesi ile saptanabileceği açıktır.

d) Kısım II.1 de belirtildiği gibi, zemini sınırlı bir bölgede sonlu elemanlarla idealleştiren modele yöneltile- en önemli eleştiri, bu modelde, ortama yayılan titreşim

enerjisinde meydana geldiği teorik olarak düşünülen kayıpla ilgilidir. Ortamın sonsuzluğu nedeniyle oluşan bu enerji kaybının, deplasmanın zamana göre birinci türevi ile orantılı olduğu ve bu nedenle "geometrik sönüm" veya "radyasyon sönümü" olarak adlandırıldığı, Kısım I.2.1 de belirtilmişti. Sonlu modelde bu kaybın gözönüne alınmadığı konusunda yapılan eleştiriler genellikle, zemin ortamını "a priori" sonsuz ortam olarak idealleştiren ve zeminde, üstyapıdan uzak noktalardaki deplasmanların değerleri ile ilgilenmemek eğiliminde olan birtakım araştırmacılar tarafından yöneltilmektedir. Yukarıda belirtildiği gibi, üstyapının titreşimi ile zeminde deprem hareketine ek olarak oluşan deplasmanlar, birinci planda üstyapıya yakın bölgelerde önemli değerler almakta, üstyapıdan uzaklaştıkça küçülmektedirler. Üstyapıdan belirli bir uzaklıkta radyasyon kaybı nedeni ile oluşacağı düşünülen, fiktif sönüm kuvvetlerinin, eylemsizlik, rijitlik ve zemindeki gerçek sönümle ilgili kuvvetler yanında terkedilebilmesi gerekir. Ayrıca sözü edilen enerji kaybı, önemli oranda titreşim frekansının yüksekliği nedeni ile meydana gelmekte ve yüksek frekanslı makina temellerinde önemli sonuçlar doğurabilmektedir. Oysa depremlerde hakim frekansların genellikle küçük olduğu, bu küçülmenin karşılıklı etki olayının önemli olduğu yumuşak zeminlerde daha belirgin duruma geldiği, spektrum eğrilerinin incelenmesinden anlaşılabılır. Daha da önemli olarak, yumuşak zeminlerde plastik çalışma nedeni ile kaybolan deformasyon enerjisinin, radyasyon kaybı yanında ne mertebede olduğu ayrı bir tartışma konusudur.

Yukarıda belirtilen nedenlerle, geliştirilen bu modelde radyasyon sönümü gözönüne alınmamıştır.

e) Modelde yer alan tek tabakalı sonsuz ortam veya özel hali olan yarı sonsuz ortam için, harmonik birim deplasman durumları gözönüne alınarak frekansa bağlı "dinamik rijitlik matrisi" nin elde edilebilmesi mümkündür. Ancak bu takdirde, tek tabakalı sonsuz ortamda, harmonik birim deplasman durumları için dalga denkleminin integrasyonu gerekmektedir. Bu çalışmada ise, tek tabakalı sonsuz ortam için, ayrıntıları III. Bölümde açıklanan yaklaşık bir dinamik rijitlik matrisi tanımlanmıştır. Tanımlanan bu matris de frekansa bağlıdır,

ancak statik deplasman alanı esas alınarak elde edilmiştir.

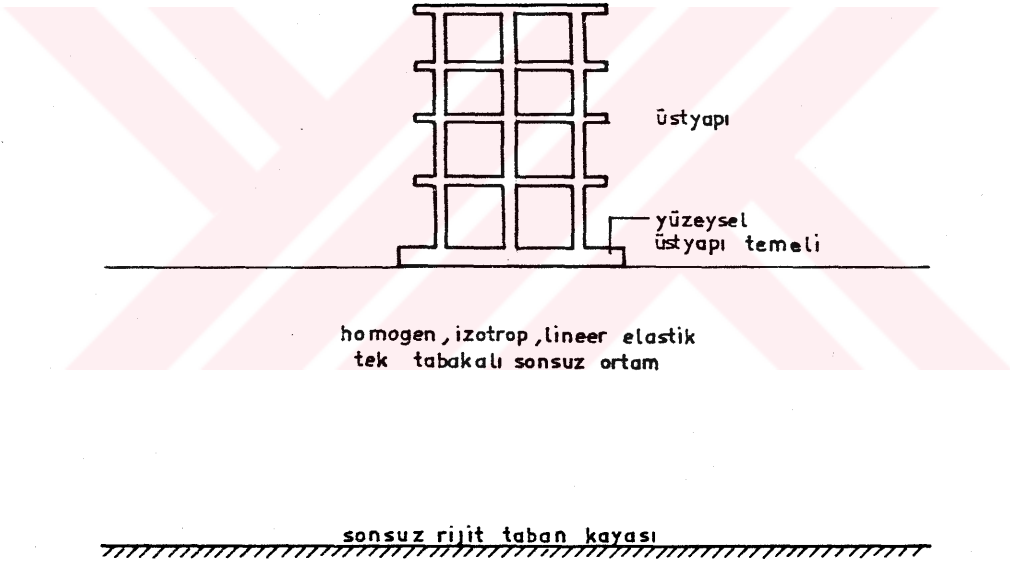
Kısım II.1 de belirtildiği gibi, frekansa bağlı dinamik rijitlik matrisinin varlığı, üstyapı-zemin ortak sisteminin deprem hesabının "*frekans alanı*" nda yapılmasını zorunlu kılmaktadır. Bu tür hesabın, bütün zorlukları bir yana, lineer elastik zemin kabulüne bağlı olması modelin gerçeğine aykırı düşmektedir. Bu nedenle, VIII. Bölümde açıklandığı gibi, tek tabakalı sonsuz ortamın dinamik rijitlik matrisi, üstyapı-zemin ortak sisteminin birinci titreşim frekansı için hesaplanarak deprem süresince değişmediği kabul edilmektedir. Böylece ortak sistemin sonlu elemanlarla idealleştirilen zemin bölgesinde ve üstyapıda meydana gelebilecek lineer elastik olmayan şekil değiştirmeler, "*zaman alanı*" nda yapılan adım adım çözümde gözönüne alınabilmektedir.

II.5. Model II : ZEMİNİN TÖMÖNÜ TEK TABAKALI SONSUZ ORTAM OLARAK İDEALLEŞTİREN MODEL

Deprem olayının kendine özgü karmaşık yapısı yanında, depremde yapı sistemlerinin davranışının bütün ayrıntıları ile teorik ve deneysel olarak henüz kesinlikle açıklanamamış bulunması ve buna karşın olaya mühendisçe yaklaşmanın gereği, birçok alanda basitleştirilmiş modellerin kullanılmasını zorunlu kılmaktadır. Basit modeller ile elde edilen sonuçlar daha sonra deneysel verilerle değerlendirilerek gerçeğe yakın çözümlere ulaşılabilir. Örneğin, çerçeve tipi sistemlerin serbest titreşim hesabında dolgu duvarlarının etkisini gözönüne alan gerçekçi bir matematik model henüz kurulabilmiş değildir. Bu nedenle sistemin modal davranışının aydınlatılması için, serbest titreşim hesabında çerçevedeki dolgu duvarlarının etkisi terkedilmekte, modların süperpozisyonu yöntemi ile yapılan deprem hesabında bu etki, amprik faktörler aracılığı ile gözönüne alınabilmektedir [3].

Basitleştirilmiş model kullanmanın bir başka nedeni de, standart koşullar altında sistemin davranışı hakkında fikir sahibi olunmak istenmesidir.

Bu çalışmada, yukarıda açıklanan düşünceler çerçevesinde, üstyapı-zemin ortak sistemi içinde bir veya birden fazla üstyapı durumları için sistemin serbest titreşiminin kolayca incelenebilmesine olanak tanıyan basit bir model geliştirilmiştir. Bu modelde zeminin tümü, Kısım II.3 de açıklanan biçimde ayrıklaştırılmış tek tabakalı sonsuz ortam olarak idealleştirilmektedir. Bu şekilde idealleştirilen zemin ve yüzeysel bir temel aracılığı ile üzerine oturtulan üstyapıdan oluşan ortak sistem Şekil II.3 de gösterilmiştir.



Şekil II.3

Karşılıklı etki literatüründe, zemin üzerinde birden fazla üstyapı bulunması durumunu inceleyen çalışmaların yok denecek kadar az olması ilgi çekicidir [29]. Oysa bu durum özellikle büyük merkezlerdeki yerleşme düzeni bakımından çok önemlidir.

Şekil II.3 de görülen sistemdeki üstyapının yanına başka üstyapıların eklenmesi, modelin yapısı bakımından hiçbir değişiklik meydana getirmemektedir. Böylece, geliştirilen bu model zemin üzerinde birden fazla üstyapı bulunması durumunu da kapsamaktadır. Üstyapı temellerinin sonsuz rijit olarak kabul edilmesi durumunda, temellerin dışındaki zemin noktalarına ilişkin dinamik rijitlik matrisi elemanlarının elenmesi ile zemin ortamını karakterize eden küçük mertebeli alt matrisler elde edilebilmektedir. III. ve IV. bölümlerin sonuçlarından yararlanılarak V. bölümde, sözü edilen alt matrisler elde edilmiş; VI. ve VII. bölümlerde ise, bir ve birden fazla üstyapı durumları için ortak sistemin serbest titreşimi incelenmiştir.



BÖLÜM III

TEK TABAKALI SONSUZ ORTAMIN YAKLAŞIK DİNAMİK

RİJİTLİK MATRİSİ

III.1. DİNAMİK RİJİTLİK MATRİSİ KAVRAMI

Bir sonlu elemanda, eleman rijitlik matrisini oluşturan birim deplasman sabitleri, herhangi bir düğüm noktasına belirli bir doğrultuda uygulanan birim deplasmandan ötürü, diğer noktaların deplasmanları sıfır iken, elemanın düğüm noktalarında oluşan kuvvetler olarak tanımlanırlar. Bu şekilde tanımlanan birim deplasman sabitlerinin hesabı için, eleman içindeki deplasman alanının uç deplasmanlarına bağlı olarak ifade edilmesi gerekmektedir. Statik durumda elemandaki deplasmanları, uç deplasmanlarına

$$[u(x,y)] = [a(x,y)] [d] \quad (III.1)$$

şeklinde bağlayan $[a]$ "deplasman fonksiyonu" elemanın sadece koordinatlarına bağlıdır. Çubuk sonlu elemanlar için kesin olarak bilinen, diğer sonlu eleman türleri için yaklaşık olarak seçilen deplasman fonksiyonu yardımı ile hesaplanan birim deplasman sabitleri, elemanın "statik rijitlik matrisi" ni oluşturmaktadırlar.

Sonlu elemana dinamik dış yüklerin etki etmesi halinde, birim deplasman durumlarında elemandaki eylemsizlik kuvvetlerinin de gözönüne alınması gerekmektedir. Bunun sağlanabilmesi için, uç deplasmanları

$$[d] = [d_c] e^{i\omega t}$$

şeklinde ifade edilmekte; birim deplasman durumları olarak düğüm noktalarına

$$d_j = 1.e^{i\omega t}$$

şeklinde, birim genlikli harmonik deplasmanlar uygulanmaktadır. Bu durumda, eleman içindeki deplasman alanını belirleyen deplasman fonksiyonu, zorunlu olarak ω frekansına da bağlı olmakta ve (III.1) bağıntısı

$$[u_o(x,y,\omega)]e^{i\omega t} = [a(x,y,\omega)][d_o]e^{i\omega t} \quad (III.2)$$

şeklini almaktadır. Böylece, eleman içindeki eylemsizlik kuvvetlerinin etkisi de gözönüne alınarak hesaplanan dinamik birim deplasman sabitlerinin oluşturduğu matrise "*dinamik rijitlik matrisi*" adı verilmektedir.

Çubuk sonlu elemanlar dışında, eylemsizlik kuvvetlerinin birim deplasman sabitlerine etkisi, yukarıda belirtilen anlamda gözönüne alınamamaktadır. Bunun nedeni, deplasman fonksiyonunun (III.2) de tanımlanan şekli ile saptanmasının mümkün olmayışıdır. Bu bakımdan, sonlu elemanda oluşan eylemsizlik kuvvetlerinin dolaylı olarak hesaba katılması zorunluluğu ortaya çıkmaktadır. Sonlu elemanlar yönteminde "*yayıllı kütle matrisi*" kavramı bu zorunluluktan doğmuştur. Bu durumda eylemsizlik kuvvetleri, sonlu eleman içinde statik anlamda dağıldığı kabul edilen deplasmanların zamana göre ikinci türevleri ile orantılı olarak alınmaktadır. Bu kabule dayanılarak elde edilen yayıllı kütle matrisi, harmonik zor durumu için, statik rijitlik matrisi ile birleştirilerek, dinamik rijitlik matrisinin yaklaşık ifadesi elde edilmektedir :

$$[k]_d = [k]_s - \omega^2 [m] \quad (III.3)$$

Burada $[m]$ sonlu elemanın yayıllı kütle matrisini, $[k]_s$ ve $[k]_d$ elemana ait statik ve dinamik rijitlik matrislerini göstermektedir. Görüldüğü gibi, dinamik rijitlik matrisi bu durumda da frekansa bağlıdır. Ancak, $[k]_s$ ve $[m]$ in hesabında, eleman içindeki statik deplasman dağılımı esas alındığından (III.3) bağıntısı yaklaşıktır. Fakat küçük

frekans değerleri için, statik ve dinamik durumlardaki deplasman fonksiyonlarının birbirlerine yaklaşması nedeni ile (III.3) bağıntısının iyi sonuç verdiği bilinmektedir.

Depremde hakim frekansların genellikle küçük oluşu, (III.3) bağıntısı ile belirlenen yaklaşık dinamik rijitlik matrisinin yapıların deprem hesabında kullanılabileceğini göstermektedir. Bu yaklaşımın en önemli özelliği (III.3) de yer alan $[k]_s$ ve $[m]$ matrislerinin frekanstan bağımsız olmalarıdır. Bu zellik, deprem zoru altında hareket denkleminin "zaman alanı" nda czlebilmesi olanağını sağlamaktadır. Oysa (III.2) bağıntısından hareketle elde edilen kesin dinamik rijitlik matrisinin kullanılması halinde, hareket denkleminin ancak harmonik zor için kararlı czm mümkün olabilmektedir. Bu durumda deprem titreşimlerinin belirli harmonik bileşenlerle ifade edilmesi, diğer deyimle Fourier dönüşümünün kullanılması zorunluluğu ortaya çıkmaktadır. Bu tür bir hesap yöntemi lineer sistemlerle kısıtlı olduğundan yapıların deprem sırasındaki lineer olmayan gerçek davranışını ortaya çıkaramamaktadır. Hareket denkleminin frekans-tan bağımsız rijitlik ve kütle matrislerinden oluşturulması ve "zaman alanı" nda adım adım integre edilebilmesi olanağını sağlayan yayılı kütle matrisi kavramı bu bakımdan önem kazanmaktadır.

III.2. TEK TABAKALI SONSUZ ORTAM İÇİN ÖNERİLEN YAKLAşIK DİNAMİK RİJİTLİK MATRİSİ

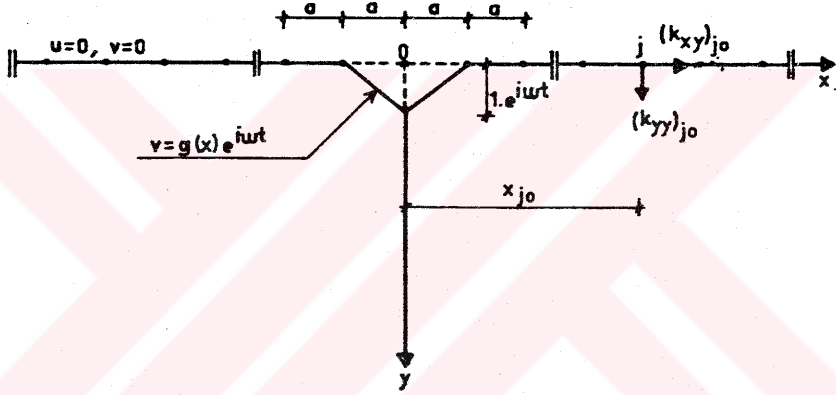
Kısım II.3 de açıklanan yöntemle ayırıklaştırılan tek tabakalı sonsuz ortam, pratikte sayısı sonlu olan düğüm noktalarının sınırladığı bir sonlu eleman olarak ele alınabilir. Bu bakımdan, sonlu elemanlar yöntemi çerçevesinde geliştirilen yayılı kütle matrisi kavramının, tek tabakalı sonsuz ortama da uygulanabileceği düşünülebilir.

Tek tabakalı sonsuz ortamda, (III.3) bağıntısı anlamında bir dinamik rijitlik matrisinin, gerçek dinamik rijitlik matrisi ile ne oranda bir uyum sağlayabileceğini araştırmak amacı ile, tabaka kalınlığının sonsuza gitmesi halinde elde edilen yarı sonsuz ortam özel durumu ele alınmıştır.

Aynı yöntemle ayrıklaştırılan yarı sonsuz ortamda, dinamik birim deplasman sabitlerinin frekansa bağlı kesin ifadeleri, iki boyutlu dalga denkleminin kararlı çözümü ile elde edilebilirler.

III.2.1. Yarı sonsuz ortamda dalga denkleminin çözümü ile elde edilen dinamik birim deplasman sabitleri

Yarı sonsuz ortam için seçilen eksen takımı ve çözümde sınır şartı olarak kullanılan dinamik birim deplasman durumlarından biri Şekil III.1 de gösterilmiştir.



Şekil III.1

İki ayrı harmonik birim deplasman durumu gözönüne alınmaktadır.

(A) Birim deplasman durumu :

$$u(x,0,\omega) = 0 \quad , \quad v(x,0,\omega) = g(x)e^{i\omega t}$$

(B) Birim deplasman durumu : (III.4)

$$u(x,0,\omega) = g(x)e^{i\omega t} \quad , \quad v(x,0,\omega) = 0$$

Sınır şartı olarak kullanılan harmonik deplasman durumuna ait $g(x)$ genlik fonksiyonu aşağıdaki şekilde tanımlanır:

$$g(x) = 0 \quad -\infty < x < -a$$

$$g(x) = 1 + \frac{x}{a} \quad -a < x < 0$$

(III.5)

$$g(x) = 1 - \frac{x}{a} \quad 0 < x < +a$$

$$g(x) = 0 \quad +a < x < +\infty$$

Burada a , sınır doğrusu boyunca eşit olarak alınan düğüm noktaları ara uzaklıklarını göstermektedir.

Yukarıdaki sınır şartları altında iki boyutlu dalga denkleminin çözümü ile, σ_y ve τ_{xy} gerilme bileşenlerinin $y = 0$ sınır doğrusu boyunca yayılışları elde edilebilmektedir. Kararlı harmonik hareket nedeni ile gerilme bileşenleri

$$\sigma_y = G_{\sigma_y} e^{i\omega t}$$

$$\tau_{xy} = G_{\tau_{xy}} e^{i\omega t}$$

şeklinde ifade edilirler. Burada G_{σ_y} ve $G_{\tau_{xy}}$, gerilme bileşenlerine ait genlik fonksiyonlarını göstermektedirler. Bu fonksiyonların ifadeleri, Fourier Ters Dönüşüm integraleri halinde aşağıda verilmiştir.

(A) Birim Deplasman Durumu :

$$G_{\sigma_y}(z, 0, \omega) = \frac{2Ga_o^2}{\pi a} \int_0^\infty \frac{(\eta^2 - a_o^2)^{1/2} (1 - \cos \eta)}{\eta^2 [\eta^2 - (\eta^2 - a_o^2)^{1/2} (\eta^2 - \beta^2 a_o^2)^{1/2}]} \cos \eta z \, d\eta$$

(III.6)

$$G_{\tau_{xy}}(z, 0, \omega) = -\frac{2G}{a} + I_{\tau_{xy}} \quad 0 < z \leq 1$$

$$G_{\tau_{xy}}(z, 0, \omega) = I_{\tau_{xy}} \quad 1 < z < \infty \quad (III.7)$$

$$I_{\tau_{xy}} = \frac{2Ga_o^2}{\pi a} \int_0^\infty \frac{(1 - \cos \eta)}{\eta [\eta^2 - (\eta^2 - a_o^2)^{1/2} (\eta^2 - \beta^2 a_o^2)^{1/2}]} \sin \eta z \, d\eta$$

(B) Birim Deplasman Durumu :

Bu durumda G_{σ_y} , A durumundaki $G_{\tau_{xy}}$ nin aynıdır.

$$G_{\tau_{xy}}(x, 0, \omega) = \frac{2Ga_o^2}{\pi a} \int_0^\infty \frac{(\eta^2 - \beta^2 a_o^2)^{1/2} (1 - \cos \eta)}{\eta^2 [\eta^2 - (\eta^2 - a_o^2)^{1/2} (\eta^2 - \beta^2 a_o^2)^{1/2}]} \cos \eta z \, d\eta$$

(III.8)

Bu ifadelerde

$$a_o = \frac{\omega a}{(\frac{G}{\rho})^{1/2}} \quad (\text{Boyutsuz frekans katsayısı}) \quad (III.9)$$

$$\beta^2 = \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)} \quad (\text{III.10})$$

$$z = \frac{x}{a} \quad (\text{III.11})$$

kisaltmaları yapılarak integrallerin içindeki kısımlar boyutsuz duruma getirilmiştir. Yukarıdaki ifadelerde G kayma modülünü, ρ birim hacme gelen kütleyi, ν Poisson oranını, ω harmonik deplasmanın açısal frekansını, i birim sanal sayıyı göstermektedir.

Yukarıda yazılan (III.6) ve (III.7) ifadeleri, çözüme ait ayrıntılar gösterilmeksizin Ref. [13] de verilmiştir. Problemin çözümü, bağımsız olarak Fourier İntegral Dönüşümü yöntemi ile yeniden yapılmış, (III.6) ve (III.7) ye ek olarak (III.8) ifadesi de elde edilmiştir.

Yarı sonsuz ortamın dinamik birim deplasman sabitleri, yukarıda ifadeleri verilen gerilmelerin, eşdeğer düğüm noktası kuvvetleri olarak indirgenmeleri ile elde edilir. Şekil III.1 de görüldüğü gibi, orijindeki düğüm noktasına uygulanan yatay veya düşey birim genlikli harmonik deplasmandan ötürü, bu noktadan x_{j0} kadar uzaklıktaki j düğüm noktasında oluşan birim deplasman sabitleri, integral ifadeler halinde aşağıda verilmiştir.

$$z_{j0} = \frac{x_{j0}}{a}$$

o ve j noktaları arasındaki boyutsuz uzaklığı göstermek üzere

$$(k_{xx})_{j0} = \frac{4G}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{a_0^2 (\eta^2 - \beta^2 a_0^2)^{1/2} (1 - \cos \eta)^2}{\eta^4 [\eta^2 - (\eta^2 - a_0^2)^{1/2} (\eta^2 - \beta^2 a_0^2)^{1/2}]} \cos \eta z_{j0} d\eta \quad (III.12)$$

$$(k_{yy})_{j0} = \frac{4G}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{a_0^2 (\eta^2 - a_0^2)^{1/2} (1 - \cos \eta)^2}{\eta^4 [\eta^2 - (\eta^2 - a_0^2)^{1/2} (\eta^2 - \beta^2 a_0^2)^{1/2}]} \cos \eta z_{j0} d\eta \quad (III.13)$$

$$(k_{xy})_{j0} = (k_{yx})_{j0} = 0 \quad (z_{j0} = 0) \quad (III.14a)$$

$$(k_{xy})_{j0} = (k_{yx})_{j0} = -G + I_{j0} \quad (z_{j0} = 1) \quad (III.14b)$$

$$(k_{xy})_{j0} = (k_{yx})_{j0} = I_{j0} \quad (z_{j0} > 1) \quad (III.14c)$$

$$I_{j0} = \frac{4G}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{a_0^2 \eta (1 - \cos \eta)^2}{\eta^4 [\eta^2 - (\eta^2 - a_0^2)^{1/2} (\eta^2 - \beta^2 a_0^2)^{1/2}]} \sin \eta z_{j0} d\eta \quad (III.14d)$$

dir.

Yukarıdaki sonuçlarda integrallerin içindeki ifadeler, integrasyon değişkeni η nın değişimine bağlı olarak belirli integrasyon bölgelerinde sanal, kompleks veya gerçel değerler almaktadırlar. Bu durum aşağıdaki tabloda özetlenmiştir.

	$0 < \eta < \beta a_0$	$\beta a_0 < \eta < a_0$	$a_0 < \eta < \infty$	$0 < \eta < \infty$
$(k_{xx})_{j0}$	Sanal	Kompleks	Gerçel	Kompleks
$(k_{yy})_{j0}$	Sanal	Kompleks	Gerçel	Kompleks
I_{j0}	Gerçel	Kompleks	Gerçek	Kompleks

Tablo III.1

Tabloda görüldüğü gibi her üç integralin sonucu da komplekstir. Ayrıca (III.12), (III.13) ve (III.14) den anlaşılabileceği üzere her üç integral, β^2 teriminin içinde yer alan ν Poisson oranına ve a_0 boyutsuz katsayısına, dolayısıyla frekansa bağlıdırlar. Böylece, dinamik birim deplasman sabitleri genel olarak

$$k = k_1(\nu, a_0) + ik_2(\nu, a_0) \quad (\text{III.15})$$

şeklinde ifade edilebilirler. Bu bağıntıdaki ikinci terim, Kısım I.2.1 de sözü edilen ve ortamın sonsuzluğundan oluşan enerji kaybını ifade etmektedir.

Dinamik birim deplasman sabitlerine ait (III.12), (III.13) ve (III.14) ifadelerindeki integraller ancak sayısal olarak elde edilebilmektedir. Problemin çözümünün bir kısmının verildiği Ref. [13] de açıklanmamakla birlikte, integrallerin sayısal hesabının Longman [31] tarafından geliştirilen yöntemle yapıldığı öğrenilmiştir [49]. Bu çalışmada ise, Kısım II.4 de açıklanan nedenlerle, radyasyondan doğan enerji kaybı gözönüne alınmadığından; integrallerin gerçel kısımlarının hesabı ile yetinilmiştir. Hesapta izlenen yolun en önemli özelliği, dinamik birim deplasman sabitlerinin frekansa bağlı yapısının açık olarak ortaya çıkarılması ve böylece (III.3) yaklaşık ifadesinin irdelenmesi olanağının elde edilebilmesidir. Sayısal hesaplara ilgili ayrıntılar Ekler bölümünde Kısım XII.5 de verilmiştir.

III.2.2. Tek Tabakalı Sonsuz Ortamda Frekansa Bağlı Birim İvme Sabitleri Tanımı

Kısım III.2.1 de yarı sonsuz ortamın dinamik birim deplasman sabitleri, integral ifadeler halinde (III.12), (III.13) ve (III.14) ile verilmiştir. Bu integrallerin sayısal hesabı ile ilgili ayrıntılar ise Kısım XII.5 de açıklanmıştır. Sayısal hesapta, integrandların trigonometrik terimler dışında kalan kısımları asimptotik serilere açılmıştır. (XII.64), (XII.65) ve (XII.66) ile verilen asimptotik açılımların yapısı, yarı sonsuz ortamda (III.3) bağıntısı anlamında bir dinamik rijitlik matrisinin kurulabileceğini göstermektedir. Asimptotik açılımlarda birinci terimlerin frekansa bağımsız oldukları, ikinci terimlerde ise boyutsuz frekans a_0 ın karesinin yer aldığı görülmektedir. Bu durum, birinci terimlerin statik birim deplasman sabitlerine, ikinci terimlerde a_0^2 nin çarpanları olan kısımların ise yayılı kütle matrisi elemanlarına, diğer deyimle birim ivme sabitlerine karşı geldiğini düşündürmektedir. Gerçekten yarı sonsuz ortam özel durumu için, bu bölümde, Kısım III.3.1.1 de statik birim deplasman sabitlerinin, Kısım III.3.2.1 de ise birim ivme sabitlerinin, aynı terimlerin integrasyonu ile elde edilebileceği gösterilecektir. Ancak Kısım III.3.2.1 de açıklandığı gibi, frekansın sıfıra gitmesi durumunda, diğer deyimle statik durumda birim ivme sabitlerini veren integral ifadeler logaritmik anlamda tekillik göstermektedirler. Bu durum, yarı sonsuz ortamda frekansa bağımsız bir kütle matrisi tanımının mümkün olamayacağını ortaya koymaktadır.

Öte yandan, aşağıda Kısım III.3 de tanımlanan statik birim deplasman durumlarının sınır şartı olarak kullanıldığı elastisite çözümünde (Bkz. Kısım XII.1) birim deplasman ve birim ivme sabitleri, tek tabakalı sonsuz ortamın tabaka kalınlığına bağlı olarak integral toplamları şeklinde elde edilmiştir. Tabaka kalınlığının sonsuza götürülmesi durumunda, birinci sıradaki integraller dışında bütün integraller sıfıra gitmekte ve yarı sonsuz ortam özel durumu elde edilmektedir. Bu noktadan hareket edilerek, yukarıdaki paragrafta yarı sonsuz ortamın birim ivme sabitleri için belirtilen düşüncelerin tek tabakalı sonsuz ortam için de geçerli olduğu sonucuna varılabilir. Bu nedenle

Kısım III.3.2 de tek tabakalı sonsuz ortamın birim ivme sabitleri, frekansa bağlı büyüklükler olarak tanımlanmıştır.

(XII.64), (XII.65) ve (XII.66) asimptotik seri açılımlarında, ilk iki terimden sonra gelen terimlerde a_0 boyutsuz frekansının gittikçe artan üsleri yer almaktadır. Depremlerde görülen frekans değerleri ve normal zemin koşullarında a_0 in ifadesi (III.9) ile verilen değeri, daima 1 den oldukça küçük değerler almaktadır. Bu bakımdan bu terimlerin, ilk iki terimin yanında terkedilerek dinamik rijitlik matrisinin (III.3) bağıntısı şeklinde ifade edilmesi mümkündür. Kısım XII.5 de elde edilen çözüme göre yapılan sayısal hesaplar bu durumu kanıtlamaktadır.

III.3. YAKLAŞIK DİNAMİK RİJİTLİK MATRİSİNİN ELEMANLARI

Kısım III.2 de yapılan açıklamalar, tek tabakalı sonsuz ortamda dinamik rijitlik matrisinin yaklaşık olarak

$$[k]_d = [k]_s - \omega^2 [m] \quad (III.3)$$

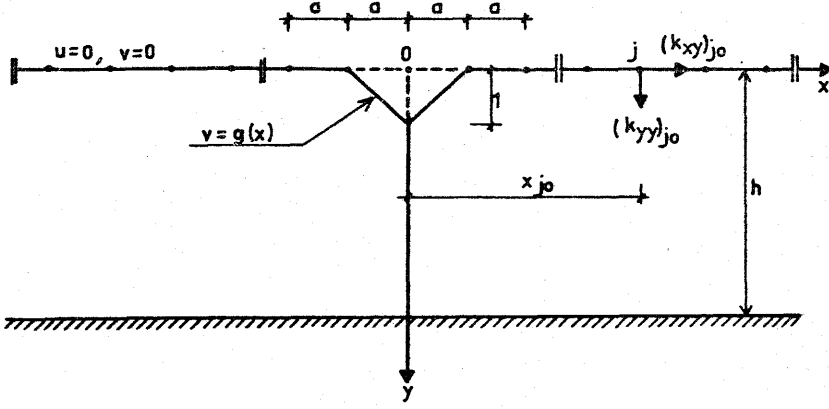
şeklinde tanımlanabileceğini göstermektedir.

Tek tabakalı sonsuz ortamda da, yarı sonsuz ortamın dinamik çözümünde elde edilen (III.15) bağıntısında olduğu gibi bir enerji kaybı olayının varlığı kesindir. Ancak Kısım II.4 de açıklanan nedenlerle radyasyondan doğan bu enerji kaybının sisteme etkisi terkedilmiştir.

Tek tabakalı sonsuz ortamda, dinamik rijitlik matrisinin (III.3) bağıntısı ile hesaplanabilmesi için, ortamda statik birim deplasman durumlarından oluşan gerilme ve deplasman alanlarının elde edilmesi gerekmektedir.

Birim deplasman durumları ile sonsuz rijit taban kayasının oluşturduğu sınır şartları altında problem, elastisite teorisi ile çözülebilir.

Ortam için seçilen eksen takımı ve iki birim deplasman durumundan birini oluşturan düşey birim deplasman durumunun ardışık üç düğüm noktası arasındaki değişimi Şekil III.2 de gösterilmiştir.



Şekil III.2

Tek tabakalı sonsuz ortamın homogen, izotrop, lineer elastik olarak davrandığı ve hesapta küçük deplasman teorisinin kullanılabileceği kabul edilmektedir.

İki ayrı birim deplasman durumu gözönüne alınmaktadır.

$$\begin{aligned} \text{(A) Durumu : } u(x,0) &= 0, \quad v(x,0) = g(x) \\ \text{(B) Durumu : } u(x,0) &= g(x), \quad v(x,0) = 0 \end{aligned} \quad (\text{III.16})$$

$g(x)$ sınır şartı fonksiyonunun x eksenini boyunca değişimi şu şekilde ifade edilebilir.

$$\begin{aligned} g(x) &= 0 & -\infty < x < -a \\ g(x) &= 1 + \frac{x}{a} & -a < x < 0 \\ g(x) &= 1 - \frac{x}{a} & 0 < x < +a \\ g(x) &= 0 & +a < x < +\infty \end{aligned} \quad (\text{III.17})$$

Yukarıdaki bağıntılarda a büyüklüğü, ayırıklaştırılan ortamın düğüm noktaları arasındaki birbirine eşit uzaklıkları göstermektedir.

Sonsuz rijit taban kayasını ifade eden sınır şartları da

$$u(x,h) = 0 \quad , \quad v(x,h) = 0 \quad (-\infty < x < +\infty) \quad (\text{III.18})$$

dır. Burada h , tabaka kalınlığını göstermektedir (Şekil III.2).

Problemin yukarıdaki sınır şartları altında, düzlem şekil değiştirme durumu için çözümü Fourier Integral Dönüşümü yöntemi ile yapılarak Ekler bölümünde XII.1 kısmında açıklanmıştır.

III.3.1. Tek tabakalı sonsuz ortamda statik birim deplasman sabitleri

Tek tabakalı sonsuz ortamın statik birim deplasman sabitleri, Ekler bölümünde XII.1 kısmında yapılan çözümde $y = 0$ sınır doğrusu boyunca yayılışları elde edilen gerilmelerin, eşdeğer tekil kuvvetler olarak düğüm noktalarına indirgenmeleri ile elde edilir.

Aşağıda yazılan ifadelerin boyutsuz olmalarını sağlamak amacı ile

$$z = \frac{x}{a} \quad , \quad \theta = \frac{y}{a} \quad , \quad \alpha = \frac{h}{a} \quad (\text{III.19})$$

dönüşümleri yapılmıştır.

Tek tabakalı sonsuz ortam sınırındaki deplasmanları, düğüm noktalarının deplasmanlarına bağlayan

$$[u(z,0)] = [g(z)] [d] \quad (\text{III.20})$$

ifadesinde $[g(z)]$ matrisi, yapılan elastisite çözümünde sınır şartı olarak kullanılan (III.17) fonksiyonlarının (III.19) a göre dönüştürülmüş şekillerinden oluşmaktadır. Bu matris açık olarak

$$[g(z)] = [[g(z)]_0 \quad [g(z)]_1 \quad \dots \quad [g(z)]_j \quad \dots \quad [g(z)]_n]$$

şeklinde yazılabilir. Matrise ait $[g(z)]_j$ alt matrisi

$$[g(z)]_j = \begin{bmatrix} g_z & 0 \\ 0 & g_\theta \end{bmatrix}_j \quad (\text{III.21})$$

dir. g_z ve g_θ sınır şartı fonksiyonları, Şekil (III.3) de gösterilen z , θ eksen takımına göre

$$g_z = g_\theta = 0 \quad [-\infty < z < (z_{jo}-1)]$$

$$g_z = g_\theta = z - (z_{jo}-1) \quad [(z_{jo}-1) < z < z_{jo}]$$

$$g_z = g_\theta = -z + (z_{jo}+1) \quad [z_{jo} < z < (z_{jo}+1)]$$

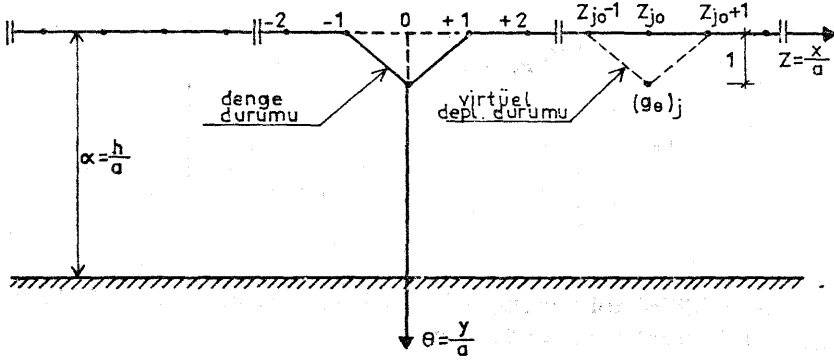
$$g_z = g_\theta = 0 \quad [(z_{jo}+1) < z < +\infty]$$

(III.22)

şeklindedir.

(III.20) bağıntısında yer alan $[d]$ kolon matrisi, düğüm noktaları deplasmanlarının alt alta gelmesinden oluşmaktadır. Açık olarak

$$[d]^T = [[d]_0 \quad [d]_1 \quad \dots \quad [d]_j \quad \dots \quad [d]_n] \quad (\text{III.23})$$



Şekil III.3

şeklinde yazılabilen matrise ait $[d]_j$ kolon alt matrisi,

$$[d]_j = \begin{bmatrix} d_x \\ d_y \end{bmatrix}_j \quad (\text{III.24})$$

şeklindedir.

Öte yandan, sınır doğrusu üzerindeki yayılı gerilmeler,

$$[q(z,0)] = [\sigma(z,0)] [d]$$

bağıntısı ile ifade edilebilir. $[\sigma(z,0)]$ matrisi açık olarak

$$[\sigma(z,0)] = [[\sigma(z)]_0 \quad [\sigma(z)]_1 \quad \dots \quad [\sigma(z)]_j \quad \dots \quad [\sigma(z)]_n]$$

şeklinde yazılabilir. $[d]_0$ deplasmanlarına ilişkin $[\sigma(z)]_0$ alt matrisi, Kısım XII.1 de (A) ve (B) birim deplasman durumları için $y = 0$ sınır doğrusu boyunca yayılışları elde edilen gerilme bileşenlerinden oluşmaktadır :

$$[\sigma(z)]_0 = \begin{bmatrix} (\tau_{xy})_{y=0}^{(B)} & (\tau_{xy})_{y=0}^{(A)} \\ (\sigma_y)_{y=0}^{(B)} & (\sigma_y)_{y=0}^{(A)} \end{bmatrix} \quad (\text{III.25})$$

0 düğüm noktasındaki deplasmanları, j düğüm noktasındaki kuvvetlere bağlayan

$$[p]_j = [k]_{jo} [d]_0$$

ifadesinde $[k]_{jo}$ ile gösterilen ve açık olarak

$$[k]_{jo} = \begin{bmatrix} (k_{xx})_{jo} & (k_{xy})_{jo} \\ (k_{yx})_{jo} & (k_{yy})_{jo} \end{bmatrix} \quad (\text{III.26})$$

şeklinde yazılabilen rijitlik alt matrisi, virtüel iş teoremi ile, aşağıdaki şekilde elde edilir :

Denge durumu :

0 düğüm noktasının deplasmanları : $[d]_0$

0 düğüm noktasına uygulanan deplasmandan $[q(z,0)] = [\sigma(z)]_0 [d]_0$
ötürü sınırdaki oluşan yayılı kuvvetler :

j düğüm noktasında oluşan kuvvetler : $[p]_j = [k]_{jo} [d]_o$

Virtüel deplasman durumu :

j düğüm noktasının deplasmanları : $[d]_j = [I]$

j düğüm noktasına uygulanan birim deplasmanlardan ötürü sınırdaki oluşan deplasmanlar : $[u(z,0)] = [g(z)]_j [I]$

Düğüm noktası kuvvetlerinin işi : $[I]^T [p]_j = [k]_{jo} [d]_o$

Yayıllı kuvvetlerin işi : $a \int_{z_{jo}-1}^{z_{jo}+1} [g(z)]_j^T [\sigma(z)]_o [d]_o dz$

İntegral işaretinin önündeki a değeri, değişken dönüşümü nedeni ile konulmuştur.

Virtüel iş teoremi uyarınca yukarıda yazılan işlerin birbirlerine eşit olması gerektiğinden

$$[k]_{jo} = a \int_{z_{jo}-1}^{z_{jo}+1} [g(z)]_j^T [\sigma(z)]_o dz \quad (III.27)$$

elde edilir. $[g(z)]_j$ matrisinin elemanları (III.21) ve (III.22) ile tanımlanmıştır. (III.25) ile verilen $[\sigma(z)]_o$ matrisi, Betti teoremi uyarınca esas köşegenine göre simetriktir. Bu matriste yer alan gerilme bileşenleri, Ekler bölümünde (XII.24), (XII.25) ve (XII.26) da Fourier ters dönüşüm integralleri halinde verilmiştir. Bunlar (III.27) de yerlerine konulup integrasyon sırası değiştirilerek önce z değişkenine göre integrasyon yapılırsa, statik birim deplasman sabitleri, belirli z_{jo} değerleri için Fourier integralleri halinde elde edilir. Bu integral ifadeleri ve sonuçları Ekler bölümünde Kısım XII.2 de verilmiştir.

III.3.1.1. Özel Durum : Yarı sonsuz ortamın birim deplasman sabitleri

(XII.32) ve (XII.33) ifadelerinde, boyutsuz tabaka derinliği $\alpha = h/a$ nın sonsuza götürülmesi ile ilk terimler dışındaki bütün terimler sıfıra eşit olurlar. Böylece

$$(k_{xx})_{j0} = (k_{yy})_{j0} = \frac{4G}{\pi} \left(1 + \frac{1}{\kappa}\right) \int_0^{\infty} \frac{(1 - \cos \eta)^2}{\eta^3} \cos \eta z_{j0} d\eta$$

$$(k_{xy})_{j0} = (k_{yx})_{j0} = -\frac{4G}{\pi} \left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) \int_0^{\infty} \frac{(1 - \cos \eta)^2}{\eta^3} \sin \eta z_{j0} d\eta$$

elde edilir. Bu ifadeler, Kısım III.2.1 de yarı sonsuz ortam için verilen dinamik çözüme ait (III.12) ve (III.13) ifadelerinin $a_0 \rightarrow 0$ için limitine karşı gelmektedir. Kısım III.2.1 de belirtildiği gibi a_0 değeri

$$a_0 = \frac{\omega a}{\sqrt{\frac{G}{\rho}}} \quad (III.9)$$

şeklinde tanımlanmakta ve boyutsuz frekans katsayısı olarak adlandırılmaktadır.

Kısım XII.5 de yapıldığı gibi

$$z_{jk} = z_{j0} + k \quad (k = -2, -1, 0, +1, +2)$$

dönüşümü ile yarı sonsuz ortamın birim deplasman sabitleri,

$$(k_{xx})_{jo} = (k_{yy})_{jo} = -\frac{4G}{\pi} \left(1 + \frac{1}{\kappa}\right) \sum_{k=-2}^{+2} c_k \int_0^{\infty} \frac{\cos \eta z_{jk}}{\eta^3} d\eta \quad (\text{III.28})$$

$$(k_{xy})_{jo} = (k_{yx})_{jo} = -\frac{4G}{\pi} \left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) \sum_{k=-2}^{+2} c_k \int_0^{\infty} \frac{\sin \eta z_{jk}}{\eta^3} d\eta \quad (\text{III.29})$$

şeklinde ifade edilebilirler. Bu ifadelerde,

$$c_{-2} = c_{+2} = \frac{1}{4}$$

$$c_{-1} = c_{+1} = -1$$

$$c_0 = \frac{3}{2}$$

değerlerini almaktadırlar. Kısım III.2.1 de (III.10) ile tanımlanan β^2 değeri ile Kısım XII.1 de (XII.16) ile tanımlanan κ değeri gözönünde tutulursa

$$\left(1 + \frac{1}{\kappa}\right) = \frac{2}{1 + \beta^2}$$

olduğu görülür. Bu durumda (III.28) ifadesi, (XII.64) ve (XII.65) seri açılımlarında sadece ilk terimlerin gözönüne alınması halinde (III.12) ve (III.13) ifadelerine karşı gelmektedir. (III.14.b) de gözönünde tutularak benzer şekilde (III.29) ifadesinin, (XII.66) seri açılımında sadece ilk terimin alınması halinde (III.14) ifadesine karşı geldiği gösterilebilir. Bu durum, dinamik çözümün seri açılımların-

daki ilk terimin, statik birim deplasman sabitini ifade ettiğini göstermektedir. İki çözüm arasındaki tek fark, integrasyonun dinamik durumunda a_0 dan, statik durumda ise sıfırdan başlamasıdır. Ancak yapılan sayısal karşılaştırmalar, a_0 ın pek büyük olmayan değerleri için, bu farkın sayısal sonuçları hemen hiç etkilemediğini göstermiştir.

Özel olarak, yarı sonsuz ortamda dinamik ve statik çözümler için yapılan bu karşılaştırma, dinamik rijitlik matrisinin (III.3) bağıntısı anlamında kurulması halinde ilk terimlerde çok iyi bir uyuşma bulunduğunu göstermektedir.

III.3.1.2. Sayısal değerler

Tek tabakalı sonsuz ortamın birim deplasman sabitlerine ait sayısal değerler Kısım XII.2 deki (XII.38), (XII.39), (XII.40) formülleri ile kolayca hesaplanabilir. $\alpha = h/a$ nın çeşitli değerleri ve z_{j0} ın ilk 20 değeri için BIDE adlı altprogramla hesaplanan birim deplasman sabitleri Tablo III.2 de verilmiştir.

III.3.2. Tek tabakalı sonsuz ortamda birim ivme sabitleri

Kısım (III.1) de belirtildiği gibi, sonlu elemanlar yönteminde yayılı kütle matrisi kavramı, eleman içindeki deplasman alanının, statik ve dinamik durumlarda önemli ölçüde değişmediği kabulüne dayanır.

Sonlu eleman içindeki deplasman alanını, düğüm noktalarının deplasmanlarına bağlayan

$$[u] = [a][d] \quad (III.1)$$

ifadesinde $[a]$ matrisi, sistemde geometrik uygunluk şartlarını sağlayacak şekilde seçilen ve sadece koordinatlara bağlı olan "eleman deplasman fonksiyonu" nu ifade etmektedir. Bilinen sonlu eleman türleri içinde bu matrisin kesin ifadesi, sadece çubuk sonlu elemanlar için elde edilebilmektedir.

$\nu = 0,40$ $h/a = 50$			
z, j_0	k_{xx}/G	k_{xy}/G	k_{yy}/G
1	0.15130866E+01	0.00000000E+00	0.15136154E+01
2	-0.32802283E+00	0.14284881E+00	-0.32749429E+00
3	-0.20005062E+00	-0.16596418E-04	-0.19952275E+00
4	-0.68648131E-01	-0.24840440E-04	-0.68121442E-01
5	-0.36307595E-01	-0.33019758E-04	-0.35782527E-01
6	-0.22602006E-01	-0.41113342E-04	-0.22079016E-01
7	-0.15443688E-01	-0.49100591E-04	-0.14923223E-01
8	-0.11218704E-01	-0.56961488E-04	-0.10701209E-01
9	-0.85122888E-02	-0.64676644E-04	-0.79982000E-02
10	-0.66730558E-02	-0.72227459E-04	-0.61628012E-02
11	-0.53658313E-02	-0.79596112E-04	-0.48598287E-02
12	-0.44034161E-02	-0.86765780E-04	-0.39020723E-02
13	-0.36744328E-02	-0.93720540E-04	-0.31781439E-02
14	-0.31091857E-02	-0.10044562E-03	-0.26183347E-02
15	-0.26622240E-02	-0.10692732E-03	-0.21771805E-02
16	-0.23028657E-02	-0.11315306E-03	-0.18239859E-02
17	-0.20097861E-02	-0.11911156E-03	-0.15374107E-02
18	-0.17677836E-02	-0.12479271E-03	-0.13022388E-02
19	-0.15657844E-02	-0.13018766E-03	-0.11073806E-02
20	-0.13955638E-02	-0.13528887E-03	-0.94459493E-03

Tablo III.2.a

$\nu = 0,40$ $h/a = 100$			
z_{jo}	k_{xx}/G	k_{xy}/G	k_{yy}/G
1	0.15129684E+01	0.00000000E+00	0.15131006E+01
2	-0.32814097E+00	0.14285608E+00	-0.32800880E+00
3	-0.20016842E+00	-0.20779468E-05	-0.20003627E+00
4	-0.68765383E-01	-0.31152219E-05	-0.68633306E-01
5	-0.36424086E-01	-0.41504605E-05	-0.36292110E-01
6	-0.22717518E-01	-0.51829882E-05	-0.22585676E-01
7	-0.15558013E-01	-0.62121346E-05	-0.15426327E-01
8	-0.11331641E-01	-0.72372339E-05	-0.11200142E-01
9	-0.86236389E-02	-0.82576215E-05	-0.84923578E-02
10	-0.67826291E-02	-0.92726470E-05	-0.66515933E-02
11	-0.54734463E-02	-0.10281661E-04	-0.53426839E-02
12	-0.45088978E-02	-0.11284019E-04	-0.43784378E-02
13	-0.37776170E-02	-0.12279097E-04	-0.36474867E-02
14	-0.32099172E-02	-0.13266269E-04	-0.30801448E-02
15	-0.27603575E-02	-0.14244927E-04	-0.26309701E-02
16	-0.23982669E-02	-0.15214464E-04	-0.22692920E-02
17	-0.21023308E-02	-0.16174300E-04	-0.19737955E-02
18	-0.18573608E-02	-0.17123851E-04	-0.17292914E-02
19	-0.16522929E-02	-0.18062559E-04	-0.15247163E-02
20	-0.14789149E-02	-0.18989867E-04	-0.13518569E-02

Tablo III.2.b

$\nu = 0,40$ $h/a = \infty$			
z_{j0}	k_{xx}/G	k_{xy}/G	k_{yy}/G
1	0.15129297E+01	0.00000000E+00	0.15129297E+01
2	-0.32818045E+00	0.14285714E+00	-0.32818045E+00
3	-0.20020788E+00	0.00000000E+00	-0.20020788E+00
4	-0.68804750E-01	0.00000000E+00	-0.68804750E-01
5	-0.36463400E-01	0.00000000E+00	-0.36463400E-01
6	-0.22756767E-01	0.00000000E+00	-0.22756767E-01
7	-0.15597181E-01	0.00000000E+00	-0.15597181E-01
8	-0.11370712E-01	0.00000000E+00	-0.11370712E-01
9	-0.86625960E-02	0.00000000E+00	-0.86625960E-02
10	-0.68214630E-02	0.00000000E+00	-0.68214630E-02
11	-0.55121422E-02	0.00000000E+00	-0.55121422E-02
12	-0.45474425E-02	0.00000000E+00	-0.45474425E-02
13	-0.38159961E-02	0.00000000E+00	-0.38159961E-02
14	-0.32481175E-02	0.00000000E+00	-0.32481175E-02
15	-0.27983653E-02	0.00000000E+00	-0.27983653E-02
16	-0.24360692E-02	0.00000000E+00	-0.24360692E-02
17	-0.21399147E-02	0.00000000E+00	-0.21399147E-02
18	-0.18947130E-02	0.00000000E+00	-0.18947130E-02
19	-0.16894014E-02	0.00000000E+00	-0.16894014E-02
20	-0.15157671E-02	0.00000000E+00	-0.15157671E-02

Tablo III.2.c

(III.1) bağıntısının dinamik durumda da geçerli olarak kabul edilmesi halinde, eleman içindeki yayılı eylemsizlik kuvvetleri

$$-\rho \ddot{u} = -\rho [a] \ddot{d} \quad (III.30)$$

şeklinde ifade edilebilir.

Düğüm noktalarına, eşdeğer tekil kuvvetler olarak etkileyen

$$[p] = -[m] \ddot{d}$$

eylemsizlik kuvvetleri, (III.30) daki yayılı kuvvetlerin düğüm noktalarına indirgenmeleri ile elde edilir. Bu işlem, virtüel iş teoremi aracılığı ile aşağıdaki şekilde gerçekleştirilebilir.

Dinamik denge durumu :

$$\text{Düğüm noktalarının ivmeleri} : \ddot{d}$$

$$\text{Elemandaki yayılı eylemsizlik kuvvetleri} : -\rho \ddot{u} = -\rho [a] \ddot{d}$$

$$\text{Düğüm noktalarındaki eylemsizlik kuvvetleri} : [p] = -[m] \ddot{d}$$

Virtüel deplasman durumu :

$$\text{Düğüm noktalarının deplasmanları} : [d] = [I]$$

$$\text{Eleman içindeki deplasman alanı} : [u] = [a] [I]$$

$$\text{Düğüm noktası kuvvetlerinin işi} : [I]^T [p] = -[m] \ddot{d}$$

$$\text{Yayılı kuvvetlerin işi} : - \int_V [u]^T \rho \ddot{u} dv = -\rho \int_V [a]^T [a] \ddot{d} dv$$

olduğundan, virtüel iş teoremi uyarınca bu iki işin eşitliğinden yayılı kütle matrisi elde edilir :

$$[m] = \rho \int_V [a]^T [a] dv \quad (III.31)$$

Bu ifadede integrasyon hacim üzerinde yapılmakta ve ρ , birim hacme gelen kütleyle göstermektedir.

Kısım XII.1 de yapılan çözüm ile tek tabakalı sonsuz ortamın statik deplasman alanı kesinlikle belirlenmiş olduğundan, (III.31) bağıntısı ile tek tabakalı sonsuz ortamın kütle matrisi de elde edilebilir.

(III.1) bağıntısı, tek tabakalı sonsuz ortam için açık olarak

$$[u] = [[a]_0 \ [a]_1 \ [a]_2 \dots [a]_j \dots [a]_n] \begin{bmatrix} [d]_0 \\ [d]_1 \\ [d]_2 \\ \vdots \\ [d]_j \\ \vdots \\ [d]_n \end{bmatrix} \quad (III.32)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $[d]_j$ kolon alt matrisi, j düğüm noktasındaki deplasmanın yatay ve düşey bileşenlerinin alt alta gelmesinden oluşmaktadır. $[a]_j$ alt matrisi ise; $[d]_j = [I]$, diğer noktaların deplasmanları sıfır iken, tek tabakalı sonsuz ortamda oluşan deplasman alanını, seçilen (z, θ) eksen takımına göre ifade etmektedir (Şekil III.4). Bu matris açık olarak

$$[m]_{jo} = \rho a^2 \int_{\theta=0}^{\alpha} \int_{z=-\infty}^{+\infty} [a]_o^T [a]_j dz d\theta \quad (\text{III.34})$$

şeklinde ifade edilebilir. İntegrallerin önündeki a^2 değeri değişken dönüşümü nedeni ile konulmuştur. Açık olarak

$$[m]_{jo} = \begin{bmatrix} (m_{xx})_{jo} & (m_{xy})_{jo} \\ (m_{yx})_{jo} & (m_{yy})_{jo} \end{bmatrix} \quad (\text{III.35})$$

şeklinde yazılabilen matrisin, "*birim ivme sabitleri*" adını verdiğimiz elemanları da, (III.33) ve (III.34) e göre elde edilirler:

$$(m_{xx})_{jo} = \rho a^2 \int_{\theta=0}^{\alpha} \int_{z=-\infty}^{\infty} (a_{xx})_o (a_{xx})_j + (a_{yx})_o (a_{yx})_j dz d\theta \quad (\text{III.36.a})$$

$$(m_{xy})_{jo} = \rho a^2 \int_{\theta=0}^{\alpha} \int_{z=-\infty}^{\infty} (a_{xx})_o (a_{xy})_j + (a_{yx})_o (a_{yy})_j dz d\theta \quad (\text{III.36.b})$$

$$(m_{yx})_{jo} = (m_{xy})_{jo}$$

$$(m_{yy})_{jo} = \rho a^2 \int_{\theta=0}^{\alpha} \int_{z=-\infty}^{\infty} (a_{xy})_o (a_{xy})_j + (a_{yy})_o (a_{yy})_j dz d\theta \quad (\text{III.36.c})$$

0 orijinine uygulanan birim deplasmanların oluşturduğu $(a_{xx})_0$, $(a_{xy})_0$, $(a_{yx})_0$ ve $(a_{yy})_0$ deplasmanları Kısım XII.1 de (XII.22) ve (XII.23) ile Fourier ters dönüşümün integralleri halinde verilmiştir.

Orijinden itibaren z_{j0} boyutsuz uzaklığındaki düğüm noktasına uygulanan birim deplasmanların oluşturduğu $(a_{xx})_j$, $(a_{xy})_j$, $(a_{yx})_j$ ve $(a_{yy})_j$ deplasmanlarının da aynı eksen takımına göre ifade edilmeleri için, (XII.22) ve (XII.23) bağıntılarında z yerine

$$z' = z - z_{j0}$$

konulması gerekmektedir (Şekil III.4). Bu durumda

$$e^{-in z'} = e^{in z_{j0}} e^{-in z} \quad (\text{III.37})$$

olduğundan, (XII.22) ve (XII.23) deki bütün integrallere $e^{in z_{j0}}$ büyüklüğü, çarpan olarak katılacaktır. (XII.22) ve (XII.23) deki deplasman integralleri (III.36) bağıntılarında yerlerine konulduğunda, değişkenleri θ, z ve η olan üç katlı integraller elde edilmektedir. Bu integrallerin alınması için, Kısım XII.4 de (XII.63) ile verilen Fourier Convolution bağıntısından yararlanılması uygun olmaktadır.

(III.36) bağıntıları (XII.22), (XII.23) ve (III.37) ile birlikte gözönüne alındığında, genel olarak

$$(m)_{j0} = \int_{\theta=0}^{\alpha} \int_{z=-\infty}^{+\infty} F_1(z, \theta, z_{j0}) \cdot F_2(z, \theta, z_{j0}) dz d\theta$$

şeklinde ifade edilebilir. Bu bağıntıda yer alan F_1 ve F_2 fonksiyonları (XII.22), (XII.23) ve (III.37) ye göre

$$F_1(z, \theta, z_{j0}) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(\eta, \theta, z_{j0}) e^{-i\eta z} d\eta$$

$$F_2(z, \theta, z_{j0}) = \int_{-\infty}^{\infty} f_2(\eta, \theta, z_{j0}) e^{-i\eta z} d\eta$$

şeklinde yazılabilir. Bu durumda (XII.63) Convolution bağıntısının uygulanması ile

$$(m_{j0}) = 2\pi \int_{\theta=0}^{\alpha} \int_{\eta=-\infty}^{\infty} f_1(-\eta, \theta, z_{j0}) \cdot f_2(\eta, \theta, z_{j0}) d\eta d\theta \quad (\text{III.38})$$

elde edilir.

f_1 ve f_2 fonksiyonları (III.38) de yerlerine konularak çarpıldıktan sonra θ değişkenine göre integrasyon yapılarak birim ivme sabitleri, sadece η değişkenine bağlı integral ifadeler halinde elde edilirler. $(m_{xx})_{j0}$ ve $(m_{yy})_{j0}$ ifadelerinde integrandlar, η değişkenine göre birer çift fonksiyon; $(m_{xy})_{j0} = (m_{yx})_{j0}$ ifadesindeki integrand ise bir tek fonksiyon olduğundan Euler formülü

$$e^{i\eta z_{j0}} = \cos \eta z_{j0} + i \sin \eta z_{j0}$$

ile integrasyon bölgeleri $0 - \infty$ aralığına indirilebilir.

Birim ivme sabitlerine ait ifadeler ve bu ifadelerde yer alan integrallerin çözümleri Kısım XII.3 de verilmiştir. Ancak bu kısımda verilen ifadelerde integrallerin alt sınırı olan sıfır yerine a_0 boyutsuz frekansı konulmuştur. Bunun nedeni aşağıdaki Kısım III.3.2.1 de açıklanmaktadır.

III.3.2.1. Özel Durum : Yarı sonsuz ortamın birim ivme sabitleri

Kısım XII.3 de (XII.41), (XII.42) ve (XII.43) ifadelerinde, boyutsuz tabaka derinliği $\alpha = h/a$ nın sonsuza götürülmesi ile ilk terimler dışındaki bütün terimler sıfıra eşit olurlar. Böylece yarı sonsuz ortama ait birim ivme sabitleri

$$(m_{xx})_{jo} = \frac{2\rho a^2}{\pi} \left(1 - \frac{1}{\kappa} + \frac{1}{\kappa^2}\right) \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^5} \cos\eta z_{jo} d\eta \quad (\text{III.39.a})$$

$$(m_{yy})_{jo} = \frac{2\rho a^2}{\pi} \left(1 + \frac{1}{\kappa} + \frac{1}{\kappa^2}\right) \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^5} \sin\eta z_{jo} d\eta \quad (\text{III.39.b})$$

$$(m_{xy})_{jo} = (m_{yx})_{jo} = \frac{2\rho a^2}{\pi} \cdot \frac{1}{\kappa^2} \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^5} \sin\eta z_{jo} d\eta \quad (\text{III.39.c})$$

şeklinde elde edilirler. Kısım III.2.1 de (III.10) ile tanımlanan β^2 değeri ve Kısım XII.1 de (XII.16) ile verilen κ değeri gözönünde tutulursa

$$1 - \frac{1}{\kappa} + \frac{1}{\kappa^2} = \frac{1+3\beta^4}{(1+\beta^2)^2}$$

$$1 + \frac{1}{\kappa} + \frac{1}{\kappa^2} = \frac{3+\beta^4}{(1+\beta^2)^2}$$

$$\frac{1}{\kappa^2} = \frac{(1-\beta^2)^2}{(1+\beta^2)^2}$$

olduğu görülür. Ayrıca Kısım XII.5 de yapıldığı gibi

$$z_{jk} = z_{jo} + k \quad (k = -2, -1, 0, +1, +2)$$

dönüşümü yapılarak (III.39) ifadeleri G ile çarpılır ve bölünürse

$$(m_{xx})_{jo} = \frac{4G}{\pi} \cdot \frac{a^2}{\frac{G}{\rho}} \sum_{k=-2}^{+2} C_k \int_{a_o}^{\infty} \frac{(1+\beta^4)}{2(1+\beta^2)^2} \cdot \frac{\cos \eta z_{jk}}{\eta^5} d\eta \quad (\text{III.40.a})$$

$$(m_{yy})_{jo} = \frac{4G}{\pi} \cdot \frac{a^2}{\frac{G}{\rho}} \sum_{k=-2}^{+2} C_k \int_{a_o}^{\infty} \frac{(3+\beta^4)}{2(1+\beta^2)^2} \cdot \frac{\cos \eta z_{jk}}{\eta^5} d\eta \quad (\text{III.40.b})$$

$$(m_{xy})_{jo} = (m_{yx})_{jo} = \frac{4G}{\pi} \cdot \frac{a^2}{\frac{G}{\rho}} \sum_{k=-2}^{+2} C_k \int_{a_o}^{\infty} \frac{(1-\beta^2)^2 \sin \eta z_{jk}}{2(1+\beta^2)^2 \eta^5} d\eta \quad (\text{III.40.c})$$

elde edilir. Burada

$$C_{-2} = C_{+2} = \frac{1}{4}$$

$$C_{-1} = C_{+1} = -1$$

$$C_o = \frac{3}{2}$$

değerlerini almaktadırlar.

$-\omega^2 [m]_{j0}$ çarpımının, j noktasındaki eylemsizlik kuvvetlerinin oluşturduğu alt matrisi ifade ettiği açıktır. (III.9) tanımı ile

$$a_o^2 = \frac{\omega^2 a^2}{\frac{G}{\rho}}$$

olduğu gözönünde tutulursa, (III.40) ifadelerinin $-\omega^2$ ile çarpımının, (XII.64), (XII.65) ve (XII.66) seri açılımlarında ikinci terimlerin alınması halinde (III.12), (III.13) ve (III.14.d) ifadelerine karşı geldiği görülmektedir. Bu durum, dinamik çözüme ait seri açılımlarındaki ikinci terimlerin, birim ivme sabitlerini ifade ettiğini kanıtlamaktadır. Ancak bu durumu sağlamak amacı ile tek tabakalı sonsuz ortamın birim ivme sabitlerine ait (XII.41), (XII.42) ve (XII.43) ifadelerinde integrallerin alt sınırlarının sıfır yerine a_o olarak alındığı gözönünde tutulmalıdır. Çünkü (III.40) integrallerinin sıfırdan başlaması halinde (III.40.a) ve (III.40.b) integralleri logaritmik anlamda tekillik göstermektedirler. Bu sonuç, yarı sonsuz ortamda ve onun genel halini oluşturan tek tabakalı sonsuz ortamda, frekanstan bağımsız kütle matrisi tanımının mümkün olamayacağını ortaya koymaktadır.

III.3.2.2. Sayısal değerler

Tek tabakalı sonsuz ortamın birim ivme sabitleri, Kısım XII.3 de açıklanan integrasyon sonuçlarına göre BIVME adlı altprogram yardımı ile sayısal olarak elde edilmiştir. a_o ve α nın çeşitli değerleri için $z_{j0} = 20$ ye kadar hesaplanan birim ivme sabitleri Tablo III.3 de verilmiştir.

$\nu = 0,40$ $h/a = 50$ $a_0 = 0,01$			
z_j^0	$m_{xx}/\rho a^2$	$m_{xy}/\rho a^2$	$m_{yy}/\rho a^2$
1	0.59202643E+00	0.12755100E+00	0.19582457E+01
2	0.50600634E+00	0.12828468E+00	0.16692959E+01
3	0.27763071E+00	0.12155241E+00	0.10308960E+01
4	0.35379183E+00	0.12634745E+00	0.12435581E+01
5	0.18959439E+00	0.12237773E+00	0.78436974E+00
6	0.26110030E+00	0.11866773E+00	0.98386265E+00
7	0.25613838E+00	0.12224658E+00	0.96955945E+00
8	0.23680194E+00	0.11854077E+00	0.91500339E+00
9	0.22038919E+00	0.11486306E+00	0.86854055E+00
10	0.20501222E+00	0.11844456E+00	0.82489524E+00
11	0.19216635E+00	0.11477293E+00	0.78824723E+00
12	0.18134702E+00	0.10874595E+00	0.75718708E+00
13	0.16637961E+00	0.11952871E+00	0.72004795E+00
14	0.15859909E+00	0.11583926E+00	0.69174115E+00
15	0.15640319E+00	0.86071154E-01	0.68455858E+00
16	0.13720414E+00	0.13259251E+00	0.62978126E+00
17	0.13435737E+00	0.10745774E+00	0.62063447E+00
18	0.13419716E+00	0.82799460E-01	0.61892523E+00
19	0.11441453E+00	0.12890735E+00	0.56230371E+00
20	0.11406585E+00	0.10403157E+00	0.55992854E+00

Tablo III.3.a

$\nu = 0,40$		$h/a = 50$		$a_0 = 0,1$	
z_{jo}	$m_{xx}/\rho a^2$	$m_{xy}/\rho a^2$	$m_{yy}/\rho a^2$		
1	0.36520917E+00	0.12755100E+00	0.10211066E+01		
2	0.24284746E+00	0.11943824E+00	0.67874890E+00		
3	0.13754983E+00	0.11134543E+00	0.38445512E+00		
4	0.84790952E-01	0.10331755E+00	0.23699996E+00		
5	0.49424615E-01	0.95361574E-01	0.13815463E+00		
6	0.23462263E-01	0.87513435E-01	0.65592024E-01		
7	0.34917366E-02	0.79802338E-01	0.97755169E-02		
8	-0.12221005E-01	0.72242231E-01	-0.34141242E-01		
9	-0.24707725E-01	0.64863966E-01	-0.69041866E-01		
10	-0.34637448E-01	0.57691422E-01	-0.96796170E-01		
11	-0.42457313E-01	0.50739903E-01	-0.11865381E+00		
12	-0.48508526E-01	0.44034219E-01	-0.13556842E+00		
13	-0.53052228E-01	0.37593003E-01	-0.14826980E+00		
14	-0.56272494E-01	0.31429556E-01	-0.15727240E+00		
15	-0.58359849E-01	0.25564413E-01	-0.16310869E+00		
16	-0.59431203E-01	0.20007311E-01	-0.16610535E+00		
17	-0.59613483E-01	0.14773767E-01	-0.16661711E+00		
18	-0.59051999E-01	0.98670991E-02	-0.16505010E+00		
19	-0.57737414E-01	0.53083316E-02	-0.16137811E+00		
20	-0.55875747E-01	0.10944292E-02	-0.15617700E+00		

Tablo III.3.b

z _{jo}	v = 0,40		h/a = 100		a ₀ = 0,01	
	$m_{xx}/\rho a^2$	$m_{xy}/\rho a^2$	$m_{xy}/\rho a^2$	$m_{yy}/\rho a^2$	$m_{yy}/\rho a^2$	$m_{yy}/\rho a^2$
1	0.61554537E+00	0.12755100E+00	0.12755100E+00	0.17677275E+01	0.17677275E+01	0.17677275E+01
2	0.52063181E+00	0.12845020E+00	0.12845020E+00	0.15009850E+01	0.15009850E+01	0.15009850E+01
3	0.40627137E+00	0.12188246E+00	0.12188246E+00	0.11813475E+01	0.11813475E+01	0.11813475E+01
4	0.38386751E+00	0.12684014E+00	0.12684014E+00	0.10628091E+01	0.10628091E+01	0.10628091E+01
5	0.19512990E+00	0.12303017E+00	0.12303017E+00	0.59117438E+00	0.59117438E+00	0.59117438E+00
6	0.27102584E+00	0.11947615E+00	0.11947615E+00	0.80324867E+00	0.80324867E+00	0.80324867E+00
7	0.26596127E+00	0.12320624E+00	0.12320624E+00	0.78903882E+00	0.78903882E+00	0.78903882E+00
8	0.24650413E+00	0.11964602E+00	0.11964602E+00	0.73459354E+00	0.73459354E+00	0.73459354E+00
9	0.22995281E+00	0.11610740E+00	0.11610740E+00	0.68825972E+00	0.68825972E+00	0.68825972E+00
10	0.21441981E+00	0.11982059E+00	0.11982059E+00	0.64476209E+00	0.64476209E+00	0.64476209E+00
11	0.18335169E+00	0.11627241E+00	0.11627241E+00	0.55783589E+00	0.55783589E+00	0.55783589E+00
12	0.19054864E+00	0.11035987E+00	0.11035987E+00	0.57784586E+00	0.57784586E+00	0.57784586E+00
13	0.17721788E+00	0.12124723E+00	0.12124723E+00	0.54047364E+00	0.54047364E+00	0.54047364E+00
14	0.16721532E+00	0.11765183E+00	0.11765183E+00	0.51239360E+00	0.51239360E+00	0.51239360E+00
15	0.16478206E+00	0.87966500E-01	0.87966500E-01	0.50545906E+00	0.50545906E+00	0.50545906E+00
16	0.14533078E+00	0.13455869E+00	0.13455869E+00	0.45095166E+00	0.45095166E+00	0.45095166E+00
17	0.14221753E+00	0.10948219E+00	0.10948219E+00	0.44209738E+00	0.44209738E+00	0.44209738E+00
18	0.14177725E+00	0.84869022E-01	0.84869022E-01	0.44070407E+00	0.44070407E+00	0.44070407E+00
19	0.12170142E+00	0.13100829E+00	0.13100829E+00	0.38442252E+00	0.38442252E+00	0.38442252E+00
20	0.12104710E+00	0.10614967E+00	0.10614967E+00	0.38241210E+00	0.38241210E+00	0.38241210E+00

Tablo III.3.c

$\nu = 0,40$		$h/a = 100$		$a_0 = 0,1$	
z_{jo}	$m_{xx}/\rho a^2$	$m_{xy}/\rho a^2$	$m_{yy}/\rho a^2$		
1	0.36549868E+00	0.12755100E+00	0.10215220E+01		
2	0.24734476E+00	0.11944181E+00	0.69129691E+00		
3	0.13770086E+00	0.11135248E+00	0.38485627E+00		
4	0.84812667E-01	0.10332798E+00	0.23704053E+00		
5	0.45051959E-01	0.95375255E-01	0.12591445E+00		
6	0.23481694E-01	0.87530197E-01	0.65628334E-01		
7	0.35096409E-02	0.79821959E-01	0.98090030E-02		
8	-0.12204855E-01	0.72264454E-01	-0.34111001E-01		
9	-0.24693529E-01	0.64888502E-01	-0.69015243E-01		
10	-0.34625381E-01	0.57717950E-01	-0.96773496E-01		
11	-0.42447523E-01	0.50768079E-01	-0.11863537E+00		
12	-0.48501132E-01	0.44063677E-01	-0.13555444E+00		
13	-0.53047316E-01	0.37623364E-01	-0.14826044E+00		
14	-0.56270118E-01	0.31460428E-01	-0.15726776E+00		
15	-0.58360026E-01	0.25595400E-01	-0.16310879E+00		
16	-0.59433920E-01	0.20038020E-01	-0.16611018E+00		
17	-0.59618693E-01	0.14803809E-01	-0.16662659E+00		
18	-0.59059621E-01	0.98960950E-02	-0.16506406E+00		
19	-0.57747336E-01	0.53359207E-02	-0.16139639E+00		
20	-0.55887832E-01	0.11202704E-02	-0.15619932E+00		

Tablo III.3.d

$\nu = 0,40$		$h/a = \infty$		$a_0 = 0,01$
z_{jo}	$m_{xx}/\rho a^2$	$m_{xy}/\rho a^2$	$m_{yy}/\rho a^2$	
1	0.65710280E+00	0.12755100E+00	0.18365180E+01	
2	0.53854165E+00	0.12876818E+00	0.15051548E+01	
3	0.42864734E+00	0.12251828E+00	0.11980143E+01	
4	0.37348645E+00	0.12779350E+00	0.10438467E+01	
5	0.33599067E+00	0.12430065E+00	0.93905084E+00	
6	0.30751937E+00	0.12106318E+00	0.85947720E+00	
7	0.28377522E+00	0.12510914E+00	0.79311536E+00	
8	0.26428251E+00	0.12186394E+00	0.73863574E+00	
9	0.24769022E+00	0.11863934E+00	0.69226240E+00	
10	0.23211085E+00	0.12266546E+00	0.64872006E+00	
11	0.21904005E+00	0.11942896E+00	0.61218884E+00	
12	0.20797371E+00	0.11382668E+00	0.58125985E+00	
13	0.19473768E+00	0.12502282E+00	0.54426685E+00	
14	0.18466745E+00	0.12173451E+00	0.51612183E+00	
15	0.18216125E+00	0.92354473E-01	0.50911734E+00	
16	0.16263183E+00	0.13925007E+00	0.45453510E+00	
17	0.15943529E+00	0.11447492E+00	0.44560120E+00	
18	0.15890656E+00	0.90160898E-01	0.44412345E+00	
19	0.13873723E+00	0.13659706E+00	0.38775276E+00	
20	0.13798436E+00	0.11203289E+00	0.38564859E+00	

Tablo III.3.e

$\nu = 0, 40$		$h/a = \infty$		$a_0 = 0, 1$	
z_{jo}	$m_{xx}/\rho a^2$	$m_{xy}/\rho a^2$	$m_{yy}/\rho a^2$		
1	0.36549876E+00	0.12755100E+00	0.10215221E+01		
2	0.24734477E+00	0.11944181E+00	0.69129692E+00		
3	0.13820891E+00	0.11135249E+00	0.38627619E+00		
4	0.84812674E-01	0.10332799E+00	0.23704054E+00		
5	0.49445326E-01	0.95375259E-01	0.13819334E+00		
6	0.23481700E-01	0.87530201E-01	0.65628342E-01		
7	0.35096458E-02	0.79821964E-01	0.98090100E-02		
8	-0.12204852E-01	0.72264460E-01	-0.34110997E-01		
9	-0.24693526E-01	0.64888508E-01	-0.69015239E-01		
10	-0.34625379E-01	0.57717957E-01	-0.96773493E-01		
11	-0.42447521E-01	0.50768086E-01	-0.11863537E+00		
12	-0.48501131E-01	0.44063684E-01	-0.13555444E+00		
13	-0.53047316E-01	0.37623371E-01	-0.14826044E+00		
14	-0.56270118E-01	0.31460435E-01	-0.15726776E+00		
15	-0.58360027E-01	0.25595408E-01	-0.16310879E+00		
16	-0.59433921E-01	0.20038028E-01	-0.16611018E+00		
17	-0.59618694E-01	0.14803817E-01	-0.16662660E+00		
18	-0.59059624E-01	0.98961019E-02	-0.16506407E+00		
19	-0.57747339E-01	0.53359274E-02	-0.16139640E+00		
20	-0.55887836E-01	0.11202768E-02	-0.15619933E+00		

Tablo III.3.f

BÖLÜM IV

ÜSTYAPI-ZEMİN ORTAK SİSTEMİNİN HAREKET DENKLEMLERİ

Üstyapı-zemin ortak sisteminin deprem sırasındaki titreşimi, iki tür titreşimin toplamından oluşmaktadır. Bunlardan birincisi, üstyapının bulunmaması durumunda, zemin ortamının deprem etkisi ile kendi içinde titreşimidir. İkinci tür titreşim ise, üstyapının varlığı nedeni ile sistemde birinci tür titreşime ek olarak meydana gelen ve karşılıklı etki olayını yaratan titreşimdir. Bu iki tür titreşime ait deplasmanlar sırası ile $[d]^a$ ve $[\bar{d}]$ şeklinde gösterildiğinde, ortak sistemin toplam deplasmanları

$$[d] = [d]^a + [\bar{d}]$$

olarak ifade edilebilir. Bu bağıntının sadece lineer sistemler için yazılabileceği açıktır. Ancak, lineer olmayan sistemlerde de yeterince küçük zaman ve şekil değiştirme artımlarında sistemin lineer davranacağı kabul edilebilmektedir. Bu anlamda yukarıdaki bağıntının genel olduğu söylenebilir.

Üstyapı-zemin ortak sisteminin deprem hesabının amacı, $[d]$ toplam titreşimlerinin veya $[\bar{d}]$ ek titreşimlerinin, ve bunlara bağlı olarak diğer dinamik büyüklüklerin belirlenmesidir. Aşağıda açıklanacağı gibi, zemin ortamının lineer olup olmaması ve deprem verisinin probleme katılma biçimine bağlı olarak, bazı durumlarda hesabın $[d]$ toplam deplasmanları ile yapılması zorunlu olmakta, bazı durumlarda da $[\bar{d}]$ ek deplasmanları ile hesap yapılabilmektedir.

Ortak sistemde, zemin ortamının sınırlı bir bölgede idealleştirilmesi durumunda deprem verisi, sonlu derinlikte zemin ortamını sınırlayan ve üstyapının varlığından etkilenmeyen sonsuz rijit taban kayasının hareketi olarak gözönüne alınabilmektedir. Bu durumda zeminde, $[d]^a$ deplasmanları ile üstyapının katkısını ifade eden $[\bar{d}]$ deplasmanlarını ayırmak mümkün olmadığından $[d]$ toplam deplasmanları ile hesap yapılması zorunlu olmaktadır. Bu hesap şekli, zeminin lineer olmaması durumunu da kapsamaktadır. Ancak bu durumda üstyapının zemine etkisinin, dolayısı ile karşılıklı etkinin

mertebesini açık olarak izlemek olanağı bulunmamaktadır.

Ortak sistemde, zeminin idealleştirme biçiminden bağımsız olarak, deprem verisinin zemin yüzeyindeki yer hareketi şeklinde gözönüne alınması da mümkündür. Yüzeysel yer hareketi bu anlamda,

- Zemin yüzeyinde alınmış bir deprem kaydı olarak veya,
- Tabakalı zemin ortamında, taban kayasındaki yer hareketinin bir veya iki boyutlu dalga analizi ile zemin yüzeyine aktarılmış şekli olarak düşünülebilir.

Ortak sistemin deprem hesabında yüzeysel yer hareketinin deprem verisi olarak gözönüne alınması, pratik bakımdan gerçeğe daha uygun düşmektedir. Ayrıca bu tür yaklaşım, hesabın $[d]$ toplam deplasmanları yerine $[\bar{d}]$ ek deplasmanları ile yapılabilmesi olanağını sağlamaktadır.

Bu konuda, bundan önce yapılan çalışmaların çoğunluğunda, zeminin homogen ya da homogen yatay tabakalardan oluşmuş bir ortam olduğu kabul edilmekte ve depremin genellikle sadece yatay bileşeni gözönüne alınmaktadır. Bunun sonucu olarak yüzeysel yer hareketi, zemin yüzeyinde yatay doğrultuda üniform alınmış olmaktadır.

Bu çalışmada da deprem verisi olarak yüzeysel yer hareketi esas alınmaktadır. Ancak zemin ortamının homogenliği veya tabakalı olması ile ilgili hiçbir kısıtlamanın bulunmaması düşüncesi ile yüzeysel yer hareketi, üstyapı temelinin tabanına rastlayan zemin noktalarındaki yer hareketi olarak hesaba katılmaktadır. Yüzeysel yer hareketi bu anlamda, üstyapının bulunmadığı durumda,

- Doğrudan doğruya temel tabanında alınan deprem kaydı olarak veya,

- Temel dışındaki herhangi bir zemin noktasında veya taban kayasında alınan deprem kaydına göre, temel tabanındaki zemin noktalarında hesaplanan deplasmanlar ve türevleri şeklinde ifade edilebilir. Temel tabanında veya dışındaki bir noktada deprem titreşimleri ölçülmemiş ise, benzer deprem koşullarında taban kayası için bilinen kaydın, yaklaşıklıkla gözönünde tutularak, bu amaçla kullanılabileceği açıktır.

Çalışmanın bu bölümünde, yukarıda açıklanan esaslar çerçevesinde, üstyapı-zemin ortak sisteminin deprem hesabına ilişkin genel bağıntılar çıkarılmış; zemin, temel ve deprem koşulları ile ilgili çeşitli özel durumlar için hareket denklemleri elde edilmiştir.

IV.1. GENEL BAĞINTILAR

Üstyapı ve zeminin ayrık sistemler olarak idealleştirilmesi ve sönümün viskoz nitelikte kabul edilmesi durumunda, deprem etkisi altında üstyapı-zemin ortak sisteminin hareket denklemi genel olarak

$$[M]^c [\ddot{d}]^c + [C]^c [\dot{d}]^c + [S]^c [d]^c = [0] \quad (IV.1)$$

şeklinde yazılabilir. Bu denklemde $[M]^c$, $[C]^c$, $[S]^c$ ortak sistemin kütle, sönüm ve rijitlik matrislerini, $[d]^c$, $[\dot{d}]^c$, $[\ddot{d}]^c$ ise, üstyapının bulunmaması durumunda ki yer hareketini de içeren toplam deplasmanları ve zamana göre türevlerini göstermektedir.

(IV.1) hareket denklemi kısımlara ayrılarak aşağıdaki şekilde düzenlenebilir :

$$\begin{aligned} & \begin{bmatrix} [M]_{zz}^c & [M]_{zt}^c & [0] \\ [M]_{tz}^c & [M]_{tt}^c & [M]_{ty}^c \\ [0] & [M]_{yt}^c & [M]_{yy}^c \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [\ddot{d}]_z^c \\ [\ddot{d}]_t^c \\ [\ddot{d}]_y^c \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} [C]_{zz}^c & [C]_{zt}^c & [0] \\ [C]_{tz}^c & [C]_{tt}^c & [C]_{ty}^c \\ [0] & [C]_{yt}^c & [C]_{yy}^c \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [\dot{d}]_z^c \\ [\dot{d}]_t^c \\ [\dot{d}]_y^c \end{bmatrix} \\ & + \begin{bmatrix} [S]_{zz}^c & [S]_{zt}^c & [0] \\ [S]_{tz}^c & [S]_{tt}^c & [S]_{ty}^c \\ [0] & [S]_{yt}^c & [S]_{yy}^c \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [d]_z^c \\ [d]_t^c \\ [d]_y^c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [0] \\ [0] \\ [0] \end{bmatrix} \quad (IV.2) \end{aligned}$$

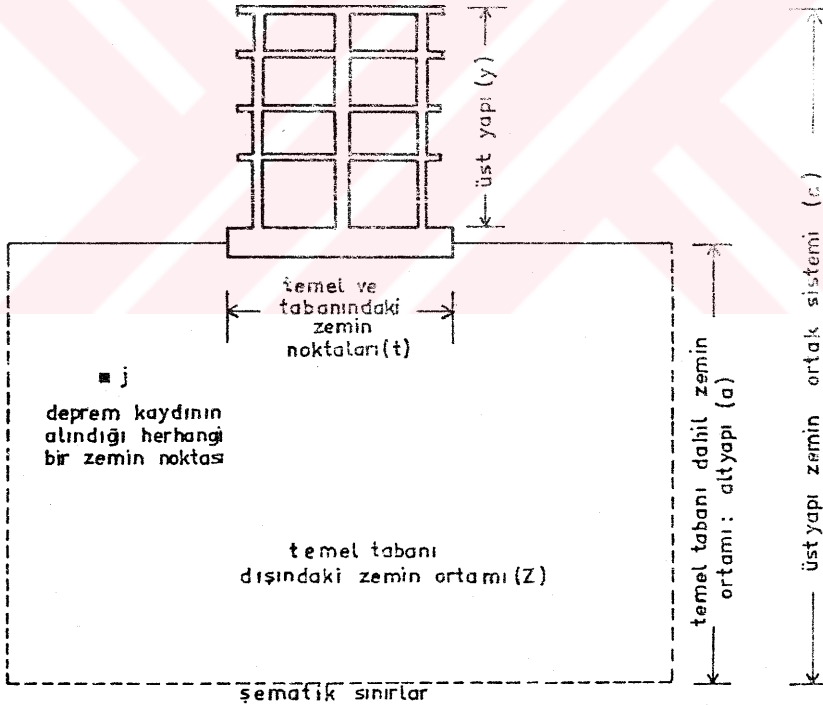
Bu denklemde $[d]_y^c$, $[d]_t^c$, $[d]_z^c$ Üstyapı-zemin ortak sisteminde sırası ile temel dışındaki üstyapı, temel tabanı ve temel tabanı dışındaki zemin noktalarının toplam deplasmanlarını göstermektedir (Şekil IV.1). Üstyapı, yalnızca temeli aracılığı ile zemin ortamına bağlandığından

$$[M]_{yz} = [M]_{zy}^T = [0]$$

$$[C]_{yz} = [C]_{zy}^T = [0]$$

$$[S]_{yz} = [S]_{zy}^T = [0]$$

alınmıştır.



Şekil IV.1. Denklemlerdeki indisleme işleminin şematik gösterimi.

Öte yandan, üstyapının bulunmaması durumunda, toplam deplasmanlar cinsinden, genel olarak homogen ve lineer elastik olmayan zemin ortamının hareket denklemi

$$[M]^a [\ddot{d}]^a + [C]^a [\dot{d}]^a + [S]^a [d]^a = [0] \quad (IV.3)$$

şeklinde yazılabilir. Bu denklemin terimlerindeki (^a) indisi, "altyapı" olarak adlandırılan zemin ortamını ifade etmektedir (Şekil IV.1).

Zemin ortamında, daha sonra üstyapı temelinin tabanına rastlayacak olan noktaların toplam deplasmanları ile diğer noktalardaki toplam deplasmanlar birbirlerinden ayrılarak (IV.3) denklemi,

$$\begin{bmatrix} [M]_{zz}^a & [M]_{zt}^a \\ [M]_{tz}^a & [M]_{tt}^a \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [\ddot{d}]_z^a \\ [\ddot{d}]_t^a \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} [C]_{zz}^a & [C]_{zt}^a \\ [C]_{tz}^a & [C]_{tt}^a \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [\dot{d}]_z^a \\ [\dot{d}]_t^a \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} [S]_{zz}^a & [S]_{zt}^a \\ [S]_{tz}^a & [S]_{tt}^a \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [d]_z^a \\ [d]_t^a \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [0] \\ [0] \end{bmatrix} \quad (IV.4)$$

şeklinde düzenlenebilir. Şekil (IV.1) den anlaşılabileceği gibi, alt matrislerdeki (t) indisi temel tabanına rastlayacak olan zemin noktalarını, (z) indisi ise diğer zemin noktalarını ifade etmektedir.

Üstyapı-zemin ortak sisteminde toplam deplasmanları ifade eden $[d]_z^c$, $[d]_t^c$, $[d]_y^c$ kolon alt matrisleri aşağıdaki şekilde kısımlara ayrılabilir.

$$[d]^c = \begin{bmatrix} [d]_z^c \\ [d]_t^c \\ [d]_y^c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [d]_z^a + [\bar{d}]_z \\ [d]_t^a + [\bar{d}]_t \\ [d]_y^a + [\bar{d}]_y \end{bmatrix} \quad (IV.5)$$

Burada $[d]_t^a$ ve $[d]_z^a$ üstyapı mevcut değil iken, temel tabanı ve temel tabanı dışındaki zemin noktalarında depremin meydana getirdiği toplam deplasmanları, $[\bar{d}]_t$, $[\bar{d}]_z$ ise bu noktalarda üstyapının etkisi nedeni ile oluşan ek deplasmanları göstermektedir. $[d]_y^a$ kolon alt matrisi, temel tabanında depremin meydana getirdiği $[d]_t^a$ toplam deplasmanlarından üstyapıya statik anlamda aktarılan, fakat üstyapıda eylemsizlik kuvvetleri meydana getiren "kuasi-statik" deplasmanları, $[\bar{d}]_y$ ise bu deplasmanlara göre relatif olarak ifade edilen üstyapı dinamik deplasmanlarını göstermektedir. Üstyapıya statik anlamda aktarılan $[d]_y^a$ deplasmanları, eylemsizlik ve sönüm kuvvetlerinin bulunmadığı durum için (IV.2) denkleminin üçüncü satırından yararlanılarak elde edilebilir :

$$[S]_{yt}[d]_t^a + [S]_{yy}[d]_y^a = [0] \quad (IV.6)$$

bağıntısından

$$[d]_y^a = -[S]_{yy}^{-1}[S]_{yt}[d]_t^a \quad (IV.6a)$$

elde edilir.

$$[T]_{yt} = -[S]_{yy}^{-1}[S]_{yt} \quad (IV.7)$$

olarak tanımlanan dönüştürme matrisinin j inci kolonu, temel tabanında $(d_j)_t^a = 1$ den üstyapıya statik anlamda aktarılan deplasmanları ifade etmektedir (IV.6a) ve (IV.7) den

$$[d]_y^a = [T]_{yt}[d]_t^a \quad (IV.8)$$

bulunur.

Öte yandan, üstyapı-zemin ortak sisteminde temel ve temel tabanındaki zemin deplasmanlarına ilişkin kütle, sönüm ve rijitlik alt matrisleri için

$$[M]_{tt}^c = [M]_{tt}^a + [\bar{M}]_{tt}$$

$$[C]_{tt}^c = [C]_{tt}^a + [\bar{C}]_{tt} \quad (IV.9)$$

$$[S]_{tt}^c = [S]_{tt}^a + [\bar{S}]_{tt}$$

bağıntıları yazılabilir. Burada $[\bar{M}]_{tt}$, $[\bar{C}]_{tt}$, $[\bar{S}]_{tt}$ üst-yapı temelinin katkısını ifade etmektedirler.

Buraya kadar yazılan bağıntılar, ayırık sistem olarak idealleştirilen zeminin jeolojik ve içsel yapısından bağımsız olarak elde edilen genel ifadelerdir. Bu bölümün aşağıdaki kısımlarında, zeminin lineer elastik olması ve olmaması genel başlıkları altında uygulamada söz konusu olan özel durumlar ele alınacaktır.

IV.2. LINEER ELASTİK ZEMİN DURUMU

Zeminin davranışının lineer elastik olarak kabul edilmesi durumunda, üstyapının mevcut olup olmaması, zemin ortamına ait kütle, sönüm ve rijitlik alt matrislerini etkilemez. Bu anlamda

$$[M]_{zz}^c = [M]_{zz}^a, \quad [M]_{zt}^c = [M]_{zt}^a, \quad [M]_{tz}^c = [M]_{tz}^a$$

$$[C]_{zz}^c = [C]_{zz}^a, \quad [C]_{zt}^c = [C]_{zt}^a, \quad [C]_{tz}^c = [C]_{tz}^a$$

$$[S]_{zz}^c = [S]_{zz}^a, \quad [S]_{zt}^c = [S]_{zt}^a, \quad [S]_{tz}^c = [S]_{tz}^a$$

(IV.10)

eşitlikleri yazılabilir.

Zemin ortamı lineer elastik olduğuna göre, (IV.5), (IV.9) ve (IV.10) bağıntıları gözönünde tutularak (IV.4) denklemi (IV.2) denkleminin birinci ve ikinci satırlarından çıkarılarak düzenlenirse,

$$\begin{aligned}
 & \begin{bmatrix} [M]_{zz}^a & [M]_{zt}^a & [0] \\ [M]_{tz}^a & [M]_{tt}^c & [M]_{ty} \\ [0] & [M]_{yt} & [M]_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [\ddot{d}]_z \\ [\ddot{d}]_t \\ [\ddot{d}]_y \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} [C]_{zz}^a & [C]_{zt}^a & [0] \\ [C]_{tz}^a & [C]_{tt}^c & [C]_{ty} \\ [0] & [C]_{yt} & [C]_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [\dot{d}]_z \\ [\dot{d}]_t \\ [\dot{d}]_y \end{bmatrix} \\
 & + \begin{bmatrix} [S]_{zz}^a & [S]_{zt}^a & [0] \\ [S]_{tz}^a & [S]_{tt}^c & [S]_{ty} \\ [0] & [S]_{yt} & [S]_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [\ddot{d}]_z \\ [\ddot{d}]_t \\ [\ddot{d}]_y \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} [0] & [0] & [0] \\ [0] & [\bar{M}]_{tt} & [\bar{M}]_{ty} \\ [0] & [\bar{M}]_{yt} & [\bar{M}]_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [\ddot{d}]_z^a \\ [\ddot{d}]_t^c \\ [\ddot{d}]_y^a \end{bmatrix} \\
 & - \begin{bmatrix} [0] & [0] & [0] \\ [0] & [\bar{C}]_{tt} & [\bar{C}]_{ty} \\ [0] & [\bar{C}]_{yt} & [\bar{C}]_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [\dot{d}]_z^a \\ [\dot{d}]_t^a \\ [\dot{d}]_y^a \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} [0] & [0] & [0] \\ [0] & [\bar{S}]_{tt} & [\bar{S}]_{ty} \\ [0] & [\bar{S}]_{yt} & [\bar{S}]_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [d]_z^a \\ [d]_t^a \\ [d]_y^a \end{bmatrix}
 \end{aligned}
 \tag{IV.11}$$

lineer elastik zemin durumu için üstyapı-zemin ortak sisteminin genel hareket denklemi elde edilir.

$[d]_y^a$ nın (IV.8) deki değeri ve türevleri (IV.11) de yerlerine konularak

$$\begin{aligned}
& \begin{bmatrix} [M]_{zz}^a & [M]_{zt}^a & [0] \\ [M]_{tz}^a & [M]_{tt}^c & [M]_{ty} \\ [0] & [M]_{yt} & [M]_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [\ddot{d}]_z \\ [\ddot{d}]_t \\ [\ddot{d}]_y \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} [c]_{zz}^a & [c]_{zt}^a & [0] \\ [c]_{tz}^a & [c]_{tt}^c & [c]_{ty} \\ [0] & [c]_{yt} & [c]_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [\dot{d}]_z \\ [\dot{d}]_t \\ [\dot{d}]_y \end{bmatrix} \\
& + \begin{bmatrix} [s]_{zz}^a & [s]_{zt}^a & [0] \\ [s]_{tz}^a & [s]_{tt}^c & [s]_{ty} \\ [0] & [s]_{yt} & [s]_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [\ddot{d}]_z \\ [\ddot{d}]_t \\ [\ddot{d}]_y \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} [0] \\ [[\bar{M}]_{tt} + [M]_{ty}[T]_{yt}] [\ddot{d}]_t^a \\ [[M]_{yt} + [M]_{yy}[T]_{yt}] [\ddot{d}]_t^a \end{bmatrix} \\
& - \begin{bmatrix} [0] \\ [[\bar{c}]_{tt} + [c]_{ty}[T]_{yt}] [\dot{d}]_t^a \\ [[c]_{yt} + [c]_{yy}[T]_{yt}] [\dot{d}]_t^a \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} [0] \\ [[\bar{s}]_{tt} + [s]_{ty}[T]_{yt}] [d]_t^a \\ [0] \end{bmatrix}
\end{aligned}$$

(IV.12)

denkleminde varılır.

Üst yapının bulunmaması durumu için bilinen ve temel tabanındaki yer hareketi olarak adlandırılan $[d]_t^a$ ve türevlerine bağlı olarak (IV.12) differansiyel denkleminin çözümü ile üst yapının varlığı nedeniyle temel ve temel dışındaki zemin noktalarında oluşan ek deplasmanlar ve üst yapıda meydana gelen relatif deplasmanlar hesap edilmiş olurlar. Eğer istenirse, (IV.5) yardımı ile toplam deplasmanlar da hesaplanabilir. (IV.5) de yer alan $[d]_z^a$ deplasmanları, (IV.4) denkleminin zemin için bağımsız olarak çözümü ile; $[d]_y^a$ ise

(IV.8) bağıntısı ile $[d]_t^a$ deprem deplasmanlarına bağlı olarak elde edilebilirler.

(IV.12) denkleminin sağ tarafında yer alan ve yer hareketini ifade eden $[d]_t^a$ ile türevlerinin temel boyunca uniform olması zorunluluğu yoktur. Bu anlamda; zemin ortamının temele rastlayan kesiminin homogen olmaması nedeni ile deprem kayıtlarının noktadan noktaya değişmesi veya özellikle barajlarda olduğu gibi deprem dalgasının ilerleme doğrultusunda üstyapı temelinin çok uzun olması nedeni ile dalganın erişme zamanının temel boyunca uniform olmaması (Gezici deprem dalgası) [11] durumları için de (IV.12) denklemi geçerlidir.

Üstyapı temeli dışındaki herhangi bir zemin noktasında alınan deprem kaydının veri olarak kabul edilip (IV.12) hareket denkleminde kullanılabilmesi için, bu kayda bağlı olarak temel tabanındaki deplasmanlarla türevlerinin önceden belirlenmesi gerekir. Bu amaçla, üstyapının bulunmaması durumunda zemin ortamı için hareket denklemi aşağıdaki düzende yazılabilir :

d_j^a , herhangi bir j noktasında belirli bir doğrultuda alınan deprem kaydına ait deplasmanı, $[d]_a^a$ bu noktanın dışındaki noktalarda oluşan altyapı (temel tabanı dahil zemin ortamı) deplasmanlarını gösterdiğine göre

$$\begin{bmatrix} [M]_{aa}^a & [M]_{aj}^a \\ [M]_{ja}^a & M_{jj}^a \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [\ddot{d}]_a^a \\ \ddot{d}_j^a \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} [C]_{aa}^a & [C]_{aj}^a \\ [C]_{ja}^a & C_{jj}^a \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [\dot{d}]_a^a \\ \dot{d}_j^a \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} [S]_{aa}^a & [S]_{aj}^a \\ [S]_{ja}^a & S_{jj}^a \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [d]_a^a \\ d_j^a \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [0] \\ 0 \end{bmatrix} \quad (IV.13)$$

dir. Bu denklem, iki denklem olarak açık biçimde yazılır ve $\ddot{d}_j^a$ elenirse (IV.13) denklemi yerine

$$[M]_1 [\ddot{d}]_a^a + [C]_1 [\dot{d}]_a^a + [S]_1 [d]_a^a = [q] \quad (IV.14)$$

elde edilir. Bu denklemde,

$$[M]_1 = [M]_{aa}^a - \frac{1}{s_{jj}} [S]_{aj}^a [M]_{ja}^a$$

$$[C]_1 = [C]_{aa}^a - \frac{1}{s_{jj}} [S]_{aj}^a [C]_{ja}^a$$

$$[S]_1 = [S]_{aa}^a - \frac{1}{s_{jj}} [S]_{aj}^a [S]_{ja}^a$$

$$[q] = \left[\frac{M_{ji}}{s_{jj}} [S]_{aj}^a - [M]_{aj}^a \right] \ddot{d}_j^a + \left[\frac{C_{jj}}{s_{jj}} [S]_{aj}^a - [C]_{aj}^a \right] \dot{d}_j^a$$

şeklinde ifade edilebilir. (IV.14) ün çözümü ile elde edilen $[d]_a^a$ ve türevlerinden temel tabanına rastlayan noktalara ait olanlar ayrılır, $[d]_t^a$ ve türevleri olarak (IV.12) denklemindeki yerlerine konulursa, deprem kaydı açısından ortaya çıkabilecek bu özel durum da (IV.12) genel denklemi ile ifade edilmiş olur.

Görüldüğü gibi, genel olarak homogen olmayan zemin ortamında deprem kaydının temel tabanındaki noktalar için doğrudan doğruya bilinmesi durumunda hesap için (IV.12) denklemi yeterli olmaktadır. Deprem kaydının temel dışındaki bir

nokta için bilinmesi durumunda ise, ayrıca zemin ortamına ait (IV.14) denkleminin çözülmesi gerekmektedir. Özel olarak zemin ortamının homogen ve buna bağlı olarak yer hareketinin ortamda üniform kabul edilmesi durumunda temel tabanı ile diğer zemin noktalarındaki deprem kayıtları aynı olacağından yine tek bir denklemin çözümü yeterli olmaktadır.

IV.2.1. Özel durumlar

IV.2.1.1. Temel tabanında deprem titreşimlerinin üniform olması durumu

Zemin ortamı genel olarak homogen olmamakla birlikte, temel tabanındaki zemin koşullarının temel boyunca değişiminin yer hareketine etkisi uygulamada genellikle terkedilmektedir. Gezici deprem dalgasının da söz konusu olmadığı durumlarda, üstyapı mevcut değil iken bilinen temel tabanı deplasmanları ve türevleri (yer hareketi) temel boyunca üniform olarak alınabilirler. Bu durumda söz konusu deplasmanlar,

$$[d]_t^a = [U]_{th} d_{th} + [U]_{tv} d_{tv} \quad (IV.15)$$

şeklinde tanımlanırlar. Burada d_{th} ve d_{tv} , üstyapının bulunmaması durumunda temel tabanında üniform kabul edilen yer hareketinin yatay ve düşey bileşenlerini, $[U]_{th}$ ve $[U]_{tv}$ ise temeldeki yatay ve düşey üniform harekete ait dönüştürme matrislerini göstermektedirler.

$[d]_t^a$ deplasmanlarından ötürü üstyapıya statik anlamda aktarılan deplasmanlar da (IV.8) yardımı ile

$$[d]_y^a = [T]_{yt} [[U]_{th} d_{th} + [U]_{tv} d_{tv}] \quad (IV.16)$$

şeklinde ifade edilirler.

(IV.15) ve (IV.16) da verilen $[d]_t^a$, $[d]_y^a$ ve türevleri (IV.12) de yerlerine konursa, hareket denkleminin sağ tarafındaki terimler aşağıdaki şekilde elde edilir :

$$- \begin{bmatrix} [0] \\ [\bar{M}]_{tt} + [M]_{ty} [T]_{yt} \\ [M]_{yt} + [M]_{yy} [T]_{yt} \end{bmatrix} \quad [[U]_{th} \ddot{d}_{th} + [U]_{tv} \ddot{d}_{tv}]$$

$$- \begin{bmatrix} [0] \\ [\bar{C}]_{tt} + [C]_{ty} [T]_{yt} \\ [C]_{yt} + [C]_{yy} [T]_{yt} \end{bmatrix} \quad [[U]_{th} \dot{d}_{th} + [U]_{tv} \dot{d}_{tv}]$$

$$- \begin{bmatrix} [0] \\ [\bar{S}]_{tt} + [S]_{ty} [T]_{yt} \\ [0] \end{bmatrix} \quad [[U]_{th} d_{th} + [U]_{tv} d_{tv}]$$

Burada $[U]_{th}$ ve $[U]_{tv}$ temelde rijit cisim hareketini ifade ettiklerinden, ikinci ve üçüncü terimlerin tümü ile sifıra eşit olacakları kolaylıkla görülebilir.

Böylece, üstyapının bulunmaması durumunda temel tabanında üniform kabul edilen depremin sadece ivmesine bağlı olarak, üstyapı-zemin ortak sisteminin hareket denklemi aşağıdaki şekilde elde edilir :

$$\begin{aligned}
& \begin{bmatrix} [M]_{zz}^a & [M]_{zt}^a & [0] \\ [M]_{tz}^a & [M]_{tt}^c & [M]_{ty} \\ [0] & [M]_{yt} & [M]_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [\ddot{d}]_z \\ [\ddot{d}]_t \\ [\ddot{d}]_y \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} [c]_{zz}^a & [c]_{zt}^a & [0] \\ [c]_{tz}^a & [c]_{tt}^c & [c]_{ty} \\ [0] & [c]_{yt} & [c]_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [\dot{d}]_z \\ [\dot{d}]_t \\ [\dot{d}]_y \end{bmatrix} \\
& + \begin{bmatrix} [s]_{zz}^a & [s]_{zt}^a & [0] \\ [s]_{tz}^a & [s]_{tt}^c & [s]_{ty} \\ [0] & [s]_{yt} & [s]_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [d]_z \\ [d]_t \\ [d]_y \end{bmatrix} \\
& - \begin{bmatrix} [0] \\ [M]_{tt} + [M]_{ty} [T]_{yt} \\ [M]_{yt} + [M]_{yy} [T]_{yt} \end{bmatrix} [[U]_{th} \ddot{d}_{th} + [U]_{tv} \ddot{d}_{tv}] \quad (IV.17)
\end{aligned}$$

Üstyapı temeli dışındaki herhangi bir zemin noktesinde alınan deprem kaydının veri olarak kabul edilmesi durumunda, (IV.14) denkleminin çözümünde temel tabanındaki noktaların deplasmanlarının, yan şart anlamında, birbirlerine eşit olarak alınmaları gerekmektedir. Özel olarak zemin ortamı homogen ise, (IV.14) denkleminin çözümüne gerek olmadığı açıktır.

IV.2.1.2. Temelin bütün doğrultularda sonsuz rijit ve temel tabanında deprem titreşimlerinin üniform olması durumu.

Uygulamada üstyapı temelleri bazı durumlarda mutlak anlamda, bazı durumlarda da temel zeminine göre relatif anlamda sonsuz rijit olarak kabul edilmektedir.

Üstyapı temelinin genel olarak üç boyutlu sonsuz rijit bir cisim olarak kabul edilmesi durumunda, temelin herhangi bir noktasının deplasmanları, seçilen altı bağımsız deplasmana bağlı olarak ifade edilebilirler [16]:

$$[d_x]_t = [T_x]_t [d_o]_t \quad (IV.18)$$

Burada $[d_x]_t$ rijit temelde, belirli bir eksen takımına göre koordinatları ifade edilmiş herhangi bir noktanın üç lineer ve üç açısal deplasmanından oluşan kolon matrisi, $[d_o]_t$ seçilen altı bağımsız deplasmandan oluşan kolon matrisi, $[T_x]_t$ ise bu iki matrisi birbirine bağlayan (6x6) mertebeden dönüştürme matrisini göstermektedir.

Üstyapının etkisi ile temelde ve temel tabanındaki zemin noktalarında oluşan $[\bar{d}_x]_t$ ek deplasmanları, temelin bağımsız ek deplasmanları cinsinden

$$[\bar{d}_x]_t = [T_x]_t [\bar{d}_o]_t \quad (IV.19)$$

şeklinde ifade edilebilir. Bu bağıntının, koordinatları belirli düğüm noktaları için ayrı olarak yazılması ile

$$[\bar{d}]_t = [T]_t [\bar{d}_o]_t \quad (IV.20)$$

elde edilir. Bu bağıntıda $[\bar{d}]_t$, düğüm noktalarındaki ek deplasmanların alt alta yazılmasından oluşan kolon matrisi. $[\bar{d}]_t$ ise temeldeki bağımsız ek deplasmanlara ait kolon matrisi, göstermektedir. $[T]_t$ rijit dönüştürme matrisi, her düğüm noktası için yazılan $[T_x]_t$ alt matrislerinin alt alta dizilmesi ile elde edilir. m temeldeki düğüm noktası sayısını göstermek üzere

$$[T]_t^T = [[T_1]_t \quad [T_2]_t \quad \dots [T_i]_t \quad \dots [T_m]_t] \quad (IV.21)$$

dir.

Temel tabanında, üstyapı mevcut değil iken bilinen ve üniform olarak kabul edilen deprem deplasmanları (IV.19) ve (IV.20) ye benzer şekilde yazılabilir:

$$[d_x]_t^a = [T_x]_t [d_o]_t^a \quad (IV.22)$$

$$[d]_t^a = [T]_t [d_o]_t^a \quad (IV.23)$$

Bağımsız deprem deplasmanlarından oluşan $[d_o]_t^a$ kolon matrisi ise,

$$[d_o]_t^a = [U_o]_{th} d_{th} + [U_o]_{tv} d_{tv} \quad (IV.24)$$

şeklinde yazılabilir. Burada d_{th} ve d_{tv} üniform yer hareketinin yatay ve düşey bileşenlerini; $[U_o]_{th}$ deprem doğrultusundaki yatay deplasmanlarla ilgili elemanları 1, diğerleri sıfır olan, $[U_o]_{tv}$ ise düşey deplasmanlarla ilgili elemanları 1, diğerleri sıfır olan (6x1) mertebeden matrisleri göstermektedirler.

(IV.22), (IV.23) ve (IV.24) den

$$[d_x]_t^a = [T_x]_t [[U_o]_{th} d_{th} + [U_o]_{tv} d_{tv}] \quad (IV.25)$$

$$[d]_t^a = [T]_t [[U_o]_{th} d_{th} + [U_o]_{tv} d_{tv}] \quad (IV.26)$$

elde edilir:

Temelin sonsuz rijit olması nedeni ile, bu özel durumda deprem deplasmanları ile birlikte temelde oluşan ek deplasmanların üstyapıya aktarılması da kuasi-statik nitelikte olmaktadır. (IV.8), (IV.20) ve (IV.23) gözönünde tutularak

$$[d]_y^a = [T]_{yt} [[d]_t^a + [\bar{d}]_t] = [T]_{yt} [T]_t [[d_o]_t^a + [\bar{d}]_t]$$

veya

$$[T_o]_{yt} = [T_{yt}] [T]_t \quad (IV.26a)$$

tanımı ile

$$[\bar{d}]_y^a = [T_o]_{yt} [[d_o]_t^a + [\bar{d}]_t] \quad (IV.27)$$

bağıntısı yazılabilir. (IV.26a) ile tanımlanan $[T_o]_{yt}$, üstyapıya statik anlamda aktarılan deplasmanları, bağımsız deprem ve temel deplasmanlarına bağlayan dönüştürme matrisini göstermektedir. $[\bar{d}]_y$ ise bu özel durumda, (IV.27) ile ifade edilen $[d]_y^a$ deplasmanlarına göre relatif üstyapı dinamik deplasmanlarını göstermektedir.

Temelin sonsuz rijit olması ve üstyapının temele rijit olarak bağlanması nedeni ile, hareket denkleminde, temel ve üstyapının birlikte rijit bir cisim olarak hareketini ifade eden kısım, altı bağımsız deplasmana bağlı olarak Betti teo-

remi aracılığı ile elde edilebilir [15, 16] . Betti teoremi ile karşılaştırılacak iki durumdan biri, sistemin verilen dış etkiler altındaki "*tabîî durum*" u, diğeri ise aşağıda tanımlanacak olan "*birim durum*" dur.

1) Tabîî durum :

Deplasmanlar :

$$[\bar{d}]_o_t, [\bar{d}]_x_t = [T_x]_t [\bar{d}]_o_t, [\bar{d}]_t = [T]_t [\bar{d}]_o_t,$$

$$[d]_y^a = [T_o]_{yt} [\bar{d}]_o_t + [T_o]_{yt} [d]_o_t^a$$

Dış kuvvetler :

a) Eylemsizlik kuvvetleri :

Toplam deplasmanlara bağlı olarak temelde :

$$-[\bar{M}]_{tt} [[\ddot{d}]_x_t^a + [\ddot{d}]_x_t] = -[\bar{M}]_{tt} [T_x]_t [[\ddot{d}]_o_t^a + [\ddot{d}]_o_t]$$

temel tabanındaki zemin noktalarında :

$$-[\bar{M}]_{tt}^a [\ddot{d}]_t - [\bar{M}]_{tz}^a [\ddot{d}]_z = -[\bar{M}]_{tt}^a [T]_t [\ddot{d}]_o_t - [\bar{M}]_{tz}^a [\ddot{d}]_z$$

Üstyapıya statik anlamda aktarılan deplasmanlar ve relatif üstyapı dinamik deplasmanları ile ilgili eylemsizlik kuvvetleri :

$$-[\bar{M}]_{yy} [[\ddot{d}]_y^a + [\ddot{d}]_y] = -[\bar{M}]_{yy} [T_o]_{yt} [[\ddot{d}]_o_t^a + [\ddot{d}]_o_t] - [\bar{M}]_{yy} [\ddot{d}]_y$$

b) Sönüm kuvvetleri :

Temel tabanındaki zemin noktalarında :

$$-[c]_{tt}^a [\ddot{d}]_t - [c]_{tz}^a [\ddot{d}]_z = -[c]_{tt}^a [T]_t [\ddot{d}_o]_t - [c]_{tz}^a [\ddot{d}]_z$$

c) Temel tabanı dışındaki zemin noktalarının ek deplasmanlarından, temel tabanında oluşan kuvvetler :

$$-[s]_{tz}^a [\ddot{d}]_z$$

2) Birim durum :

Deplasmanlar :

$$[\ddot{d}_o]_t = [I] , \quad [\ddot{d}_x]_t = [T_x]_t [I] , \quad [\ddot{d}]_t = [T]_t [I]$$

$$[d]_y^a = [T_o]_{yt} [I]$$

Dış kuvvetler :

$$[s]_{tt}^a [\ddot{d}]_t = [s]_{tt}^a [T]_t [I]$$

Yukarıdaki ifadelerde görülen $[\bar{M}]_{tt}$ matrisi, ρ birim hacme gelen kütlesi göstermek üzere

$$[\bar{M}]_{tt} = \begin{bmatrix} \rho & & & & \\ & \rho & & [0] & \\ & & \rho & & \\ & & & 0 & \\ [0] & & & & 0 \\ & & & & & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{IV.28})$$

dir.

Betti teoremi uyarınca, tabiî durumdaki dış kuvvetlerin birim durumda yaptıkları işin, birim durumdaki dış kuvvetlerin tabiî durumunda yaptıkları işe eşit olduğu yazılırsa,

$$\begin{aligned} & - \int_v [T_x]_t^T [\bar{M}]_{tt} [T_x]_t [\ddot{d}_o]_t^a dv - \int_v [T_x]_t^T [\bar{M}]_{tt} [T_x]_t [\ddot{\bar{d}}_o]_t dv \\ & - [T]_t^T [M]_{tt}^a [T]_t [\ddot{\bar{d}}_o]_t - [T]_t^T [M]_{tz}^a [\ddot{\bar{d}}]_z - [T_o]_{yt}^T [M]_{yy} [T_o]_{yt} [\ddot{\bar{d}}_o]_t^a \\ & - [T_o]_{yt}^T [M]_{yy} [T_o]_{yt} [\ddot{\bar{d}}_o]_t - [T_o]_{yt}^T [M]_{yy} [\ddot{\bar{d}}]_y - [T]_t^T [C]_{tt}^a [T]_t [\dot{\bar{d}}_o]_t \\ & - [T]_t^T [C]_{tz}^a [\dot{\bar{d}}]_z - [T]_t^T [S]_{tz}^a [\bar{d}]_z = [[S]_{tt}^a [T]_t]^T [T]_t [\bar{d}_o]_t \end{aligned}$$

(IV.29)

elde edilir. Bu şekilde elde edilen denklem, (IV.11) genel hareket denkleminde temel ve üstyapının dinamik dengelerini ifade eden ikinci ve üçüncü satırların toplamının, bağımsız olarak seçilen serbestlik derecelerine göre indirgenmesine karşı gelmektedir. Yukarıdaki ifadelerde üstyapı kütlelerinin tekil olduğu kabul edilerek

$$[M]_{ty} = [M]_{yt}^T = [0] \quad (IV.30)$$

alınmıştır.

(IV.30) ile birlikte (IV.20) ve (IV.27) bağıntıları gözönünde tutularak (IV.11) genel hareket denkleminde üst-yapının dinamik dengesini ifade eden üçüncü satır açık olarak yazılırsa

$$\begin{aligned} & [M]_{yy} [\ddot{d}]_y + [C]_{yy} [\dot{d}]_y + [S]_{yy} [d]_y \\ &= -[M]_{yy} [T_o]_{yt} [\ddot{d}_o]_t^a + [\ddot{d}_o]_t^a \end{aligned} \quad (IV.31)$$

elde edilir. Burada, temeldeki rijit hareket nedeni ile

$$[S]_{yt} [T]_t [[d_o]_t^a + [\bar{d}_o]_t] = [0]$$

$$[C]_{yt} [T]_t [[\dot{d}_o]_t^a + [\dot{\bar{d}}_o]_t] = [0]$$

olduğu gözönüne alınmıştır.

Benzer şekilde, (IV.11) hareket denkleminde, temel tabanı dışındaki zemin noktalarının dinamik dengesini ifade eden birinci satır, (IV.20) gözönünde tutularak açık şekilde yazılırsa

$$\begin{aligned}
& [M]_{zz}^a [\ddot{d}]_z + [M]_{zt}^a [T]_t [\ddot{d}_o]_t + [C]_{zz}^a [\dot{d}]_z + [C]_{zt}^a [T]_t [\dot{d}_o]_t \\
& + [S]_{zz}^a [\ddot{d}]_z + [S]_{zt}^a [T]_t [\ddot{d}_o]_t = [0]
\end{aligned} \tag{IV.32}$$

elde edilir.

(IV.29) denkleminde

$$\begin{aligned}
[M_o]_{tt} &= \int_v [T_x]_t^T [M]_{tt} [T_x]_t dv \\
[M_o]_{tt}^a &= [T]_t [M]_{tt}^a [T]_t \\
[M_o]_{tt}^c &= [M_o]_{tt}^a + [M_o]_{tt} \\
[C_o]_{tt}^a &= [T]_t^T [C]_{tt}^a [T]_t \\
[S_o]_{tt}^a &= [T]_t^T [S]_{tt}^a [T]_t \\
[M_o]_{yy} &= [T_o]_{yt}^T [M]_{yy} [T_o]_{yt}
\end{aligned} \tag{IV.33}$$

kısaltmaları yapıp (IV.24) bağıntısı gözönünde tutularak (IV.29), (IV.31) ve (IV.32) denklemleri tekrar bir araya getirilirse aşağıdaki hareket denklemine varılır :

$$\begin{bmatrix} [M]_{zz}^a & [M]_{zt}^a [T]_t & [0] \\ [T]_t^T [M]_{tz}^a & [[M]_{ot}^c + [M]_{oy}^{yy}] & [T]_{ot}^T [M]_{yy} \\ [0] & [M]_{yy} [T]_{ot}^{yt} & [M]_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [\ddot{d}]_z \\ [\ddot{d}_o]_t \\ [\ddot{d}]_y \end{bmatrix}$$

$$+ \begin{bmatrix} [C]_{zz}^a & [C]_{zt}^a [T]_t & [0] \\ [T]_t^T [C]_{tz}^a & [C]_{ot}^a & [0] \\ [0] & [0] & [c]_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [\dot{d}]_z \\ [\dot{d}_o]_t \\ [\dot{d}]_y \end{bmatrix}$$

$$+ \begin{bmatrix} [S]_{zz}^a & [S]_{zt}^a [T]_t & [0] \\ [T]_t^T [S]_{tz}^a & [S]_{ot}^a & [0] \\ [0] & [0] & [s]_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [\ddot{d}]_z \\ [\ddot{d}_o]_t \\ [\ddot{d}]_y \end{bmatrix}$$

$$= - \begin{bmatrix} [0] \\ [\bar{M}_o]_{tt} + [M_o]_{yy} \\ [M]_{yy} \quad [T_o]_{yt} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [[U_o]_{th} \ddot{d}_{th} + [U_o]_{tv} \ddot{d}_{tv}] \end{bmatrix} \quad (IV.34)$$

IV.2.1.3. Temelin sadece bir doğrultuda sonsuz rijit ve temel tabanındaki deprem titreşimlerinin aynı doğrultuda üniform olması

Uygulamada çoğu kez yer hareketinin yatay düzlemde sadece belirli bir doğrultudaki bileşeni gözönüne alınmakta, genellikle önemsiz oldukları için diğer bileşenler terk edilmektedir. Öte yandan üstyapı temelinin genellikle yatay doğrultuda, diğer doğrultulara oranla sonsuz rijit olarak alındığı yine uygulamadan bilinmektedir. Bu nedenle, çalışmanın bu kısmında, üstyapı temelinin yatay düzlemde belirli bir doğrultuda sonsuz rijit ve temel tabanındaki yer hareketinin yine aynı doğrultuda ve temel boyunca üniform olması durumu incelenecektir.

Temel tabanında, üstyapının etkisi ile oluşan ek deplasmanlar, yatay ve diğer doğrultulardaki ek deplasmanlar olarak iki kısma ayrılıp

$$[\bar{d}]_t = \begin{bmatrix} [\bar{d}]_{th} \\ [\bar{d}]_{tv} \end{bmatrix} \quad (IV.35)$$

şeklinde ifade edilebilirler. Bu ayırımı paralel olarak, temel ve temel tabanındaki deplasmanlarla ilgili alt matrisler de kısımlara ayrılarak aşağıdaki şekilde yazılabilirler:

$$[M]_{zt}^a = \begin{bmatrix} [M]_{z,th}^a & [M]_{z,tv}^a \end{bmatrix}, \quad [M]_{tz}^a = \begin{bmatrix} [M]_{zt}^a \end{bmatrix}^T$$

$$[C]_{zt}^a = \begin{bmatrix} [C]_{z,th}^a & [C]_{z,tv}^a \end{bmatrix}, \quad [C]_{tz}^a = \begin{bmatrix} [C]_{zt}^a \end{bmatrix}^T$$

$$[S]_{zt}^a = \begin{bmatrix} [S]_{z,th}^a & [S]_{z,tv}^a \end{bmatrix}, \quad [S]_{tz}^a = \begin{bmatrix} [S]_{zt}^a \end{bmatrix}^T$$

$$[M]_{tt}^c = \begin{bmatrix} [M]_{th,th}^c & [M]_{th,tv}^c \\ [M]_{tv,th}^c & [M]_{tv,tv}^c \end{bmatrix}, \quad [C]_{tt}^c = \begin{bmatrix} [C]_{th,th}^c & [C]_{th,tv}^c \\ [C]_{tv,th}^c & [C]_{tv,tv}^c \end{bmatrix}$$

$$[S]_{tt}^c = \begin{bmatrix} [S]_{th,th}^c & [S]_{th,tv}^c \\ [S]_{tv,th}^c & [S]_{tv,tv}^c \end{bmatrix}$$

$$[M]_{ty} = \begin{bmatrix} [M]_{th,y} \\ [M]_{tv,y} \end{bmatrix}, \quad [C]_{ty} = \begin{bmatrix} [C]_{th,y} \\ [C]_{tv,y} \end{bmatrix}, \quad [S]_{ty} = \begin{bmatrix} [S]_{th,y} \\ [S]_{tv,y} \end{bmatrix}$$

$$[M]_{yt} = [M]_{ty}^T, \quad [C]_{yt} = [C]_{ty}^T, \quad [S]_{yt} = [S]_{ty}^T$$

(IV.36)

$[\bar{M}]_{tt}$, $[\bar{C}]_{tt}$, $[\bar{S}]_{tt}$ için de $[M]_{tt}^c$, $[C]_{tt}^c$, $[S]_{tt}^c$ ye benzer ifadeler yazılabilir.

Üstyapı temeli yatay doğrultuda sonsuz rijit olduğundan; temelde koordinatları belirli noktalarda üstyapının etkisi ile oluşan yatay ek deplasmanlar, bir tek bağımsız deplasmana bağlı olarak ifade edilebilirler :

$$[\bar{d}]_{th} = [T]_{th} \bar{d}_{th} \quad (IV.37)$$

Burada $[T]_{th}$ bütün elemanları 1 olan dönüştürme matrisini göstermektedir. Temel tabanında, üstyapının bulunmaması durumu için bilinen ve sadece yatay bileşeni temel boyunca uniform olarak gözönüne alınan yer hareketi de

$$[d]_t^a = [d]_{th}^a = [T]_{th}^d d_{th}, \quad [d]_{tv}^a = [0] \quad (IV.38)$$

şeklinde yazılabilir. Burada d_{th} uniform yer hareketinin yatay bileşenini göstermektedir.

Temeldeki toplam yatay deplasmana bağlı olarak üstyapıya statik anlamda aktarılan deplasmanlar, (IV.27) bağıntısına benzer şekilde ifade edilebilir :

$$[d]_y^a = [T_h]_{yt} (d_{th} + \bar{d}_{th}) \quad (IV.39)$$

Bu bağıntıdaki $[T_h]_{yt}$; üstyapıya statik anlamda aktarılan deplasmanları, uniform yatay yer hareketine ve bağımsız yatay deplasmana bağlayan dönüştürme kolon matrisini göstermektedir.

Bu özel durumda da, Kısım IV.2.1.2 de yapıldığı gibi, hareket denkleminde temel ve üstyapının yatay doğrultuda, birlikte rijit bir cisim olarak hareketini ifade eden kısım Betti teoremi ile aşağıdaki şekilde elde edilebilir :

1) Tabii durum :

Deplasmanlar :

$$\bar{d}_{th} , \quad [\bar{d}]_{th} = [T]_{th} \bar{d}_{th} , \quad [d]_y^a = [T]_{hyt} (d_{th} + \bar{d}_{th})$$

Dış kuvvetler :

a) Eylemsizlik kuvvetleri :

Toplam yatay deplasmanlara bağlı olarak temelde,

$$-[\bar{M}]_{th,th} [[\ddot{d}]_{th}^a + [\ddot{\bar{d}}]_{th}] = -[\bar{M}]_{th,th} [T]_{th} (\ddot{d}_{th} + \ddot{\bar{d}}_{th})$$

Temelde, diğer doğrultulardaki ek deplasmanlara bağlı olarak;

$$-[\bar{M}]_{th,tv} [\ddot{\bar{d}}]_{tv}$$

Temel tabanındaki zemin noktalarında

$$-[\bar{M}]_{th,th}^a [\ddot{\bar{d}}]_{th} - [\bar{M}]_{th,tv}^a [\ddot{\bar{d}}]_{tv} - [\bar{M}]_{th,z}^a [\ddot{\bar{d}}]_z$$

$$= -[\bar{M}]_{th,th}^a [T]_{th} \ddot{d}_{th} - [\bar{M}]_{th,tv}^a [\ddot{\bar{d}}]_{tv} - [\bar{M}]_{th,z}^a [\ddot{\bar{d}}]_z$$

Üstyapıya statik anlamda aktarılan deplasmanlar ve relatif üst yapı dinamik deplasmanları ile ilgili eylemsizlik kuvvetleri :

$$-[M]_{yy} [\ddot{d}_y^a + \ddot{d}_y] = -[M]_{yy} [T_h]_{yt} (\ddot{d}_{th} + \ddot{d}_{th}) - [M]_{yy} \ddot{d}_y$$

b) Sönüm kuvvetleri :

$$-[c]_{th,th}^a \dot{d}_{th} - [c]_{th,tv}^c \dot{d}_{tv} - [c]_{th,z}^a \dot{d}_z$$

$$= -[c]_{th,th}^a [T]_{th} \dot{d}_{th} - [c]_{th,tv}^a \dot{d}_{tv} - [c]_{th,z}^a \dot{d}_z$$

c) Temel tabanında yatay doğrultu dışındaki doğrultulara ait ek deplasmanlardan oluşan kuvvetler :

$$-[s]_{th,tv}^a \dot{d}_{tv} - [s]_{th,tv} \dot{d}_{tv} = -[s]_{th,tv}^c \dot{d}_{tv}$$

d) Temel tabanı dışındaki zemin noktalarının ek deplasmanlarından, temel tabanında oluşan kuvvetler :

$$-[s]_{th,z}^a \dot{d}_z$$

2) Birim durum :

Deplasmanlar :

$$\bar{d}_{th}=1 \quad [\bar{d}]_{th} = [T]_{th} \cdot 1 \quad , \quad [d]_y^a = [T_h]_{yt} \cdot 1$$

Dış kuvvetler :

$$[S]_{th,th}^a [\bar{d}]_{th} = [S]_{th,th}^a [T]_{th} \cdot 1$$

Yukarıda tanımlanan tabii durum ve birim duruma Betti teoremi uygulanırsa,

$$\begin{aligned} & - \int_x [T]_{th}^T [\bar{M}]_{th,th} [T]_{th} \ddot{d}_{th} dx - \int_x [T]_{th}^T [\bar{M}]_{th,th} [T]_{th} \ddot{d}_{th} dx \\ & - [T]_{th}^T [\bar{M}]_{th,tv} [\ddot{d}]_{tv} - [T]_{th}^T [M]_{th,th}^a [T]_{th} \ddot{d}_{th} - [T]_{th} [M]_{th,tv}^a [\ddot{d}]_{tv} \\ & - [T]_{th}^T [M]_{th,z}^a [\ddot{d}]_z - [T_h]_{yt}^T [M]_{yy} [T_h]_{yt} \ddot{d}_{th} - [T_h]_{yt}^T [M]_{yy} [T_h]_{yt} \ddot{d}_{th} \\ & - [T_h]_{yt}^T [M]_{yy} [\ddot{d}]_y - [T]_{th}^T [C]_{th,th}^a [T]_{th} \dot{d}_{th} - [T]_{th}^T [C]_{th,tv}^c [\dot{d}]_{tv} \\ & - [T]_{th}^T [C]_{th,z}^a [\dot{d}]_z - [T]_{th}^T [S]_{th,tv}^c [\dot{d}]_{tv} - [T]_{th}^T [S]_{th,z}^a [\dot{d}]_z \\ & = [[S]_{th,th}^a [T]_{th}]^T [T]_{th} \bar{d}_{th} \end{aligned} \quad (IV.40)$$

elde edilir. Yukarıdaki ifadelerde de (IV.30) kabulü ile birlikte (IV.38) gözönünde tutulmuştur.

(IV.30) ile birlikte (IV.36), (IV.37), (IV.38) ve (IV.39) bağıntıları gözönüne alınarak (IV.11) genel denkleminde üstyapının dinamik dengesini ifade eden üçüncü satır açık olarak yazılırsa

$$\begin{aligned}
& [M]_{yy} [\ddot{d}]_y + [C]_{yy} [\dot{d}]_y + [C]_{y,tv} [\dot{d}]_{tv} + [S]_{yy} [\bar{d}]_y + [S]_{y,tv} [\bar{d}]_{tv} \\
& = -[M]_{yy} [T_h]_{yt} (\ddot{d}_{th} + \ddot{\bar{d}}_{th}) \quad (IV.41)
\end{aligned}$$

elde edilir. Burada, temeldeki yatay rijit hareket nedeni ile,

$$[S]_{y,th} [T]_{th} (d_{th} + \bar{d}_{th}) = [0]$$

$$[C]_{y,th} [T]_{th} (\dot{d}_{th} + \dot{\bar{d}}_{th}) = [0]$$

olduğu gözönüne alınmıştır.

Aynı şekilde, (IV.11) de temel tabanı dışındaki zemin noktaları için yazılan üçüncü satır (IV.36) ve (IV.37) gözönünde tutularak açık şekilde yazılırsa

$$\begin{aligned}
& [M]_{zz}^a [\ddot{d}]_z + [M]_{z,th}^a [T]_{th} \ddot{d}_{th} + [M]_{z,tv}^a [\ddot{d}]_{tv} + [C]_{zz}^a [\dot{d}]_z \\
& + [C]_{z,th}^a [T]_{th} \dot{d}_{th} + [C]_{z,tv}^a [\dot{d}]_{tv} + [S]_{zz}^a [\bar{d}]_z + [S]_{z,th}^a [T]_{th} \bar{d}_{th} \\
& + [S]_{z,tv}^a [\bar{d}]_{tv} = [0] \quad (IV.42)
\end{aligned}$$

elde edilir.

Bu özel durumda, temelin yatay doğrultu dışındaki doğrultularda dinamik dengesini ifade etmek üzere, (IV.36) ve (IV.38) bağıntıları gözönünde tutularak (IV.11) denkleminin ikinci satırı aşağıdaki şekilde yazılabilir :

$$\begin{aligned}
 & [M]_{tv,z}^a [\ddot{d}]_z + [M]_{tv,th}^c [T]_{th} \ddot{d}_{th} + [M]_{tv,tv}^c [\ddot{d}]_{tv} + \\
 & + [C]_{tv,z}^a [\dot{d}]_z + [C]_{tv,th}^c [T]_{th} \dot{d}_{th} + [C]_{tv,tv}^c [\dot{d}]_{tv} \\
 & + [C]_{tv,y} [\dot{d}]_y + [S]_{tv,z}^a [\bar{d}]_z + [S]_{tv,th}^c [T]_{th} \bar{d}_{th} + \\
 & + [S]_{tv,tv}^c [\bar{d}]_{tv} + [S]_{tv,y} [\bar{d}]_y = [0] \quad (IV.43)
 \end{aligned}$$

(IV.40) denkleminde,

$$(\bar{M}_h)_{tt} = \int_x [T]_{th}^T [\bar{M}]_{th,th} [T]_{th} dx$$

$$(M_h)_{tt}^a = [T]_{th}^T [M]_{th,th}^a [T]_{th}$$

$$(M_h)_{tt}^c = (M_h)_{tt}^a + (\bar{M}_h)_{tt}$$

$$(C_h)_{tt}^a = [T]_{th}^T [C]_{th,th} [T]_{th}$$

$$(S_h)_{tt}^a = [T]_{th}^T [S]_{th,th} [T]_{th}$$

(IV.44)

$$(M_h)_{yy} = [T_h]_{yt}^T [M]_{yy} [T_h]_{yt}$$

kısaltmaları yapıp (IV.36) ifadeleri gözönünde tutularak (IV.40), (IV.41), (IV.42) ve (IV.43) denklemleri tek bir denklem halinde yazılırsa,

$$\begin{bmatrix}
 [M]_{zz}^a & [M]_{z,th}^a [T]_{th} & [M]_{z,tv}^a & [0] \\
 [T]_{th}^T [M]_{th,z}^a & [(M_h)_{tt}^c + (M_h)_{yy}] & [T]_{th}^T [M]_{th,tv}^c & [0] \\
 [M]_{z,tv}^a & [M]_{tv,th}^c [T]_{th} & [M]_{tv,tv}^c & [0] \\
 [0] & [0] & [0] & [M]_{yy}
 \end{bmatrix}
 \begin{bmatrix}
 \ddot{d}_z \\
 \ddot{d}_{th} \\
 \ddot{d}_{tv} \\
 \ddot{d}_y
 \end{bmatrix}
 +
 \begin{bmatrix}
 [C]_{zz}^a & [C]_{z,th}^a [T]_{th} & [C]_{z,tv}^a & [0] \\
 [T]_{th}^T [C]_{th,z}^a & (C_h)_{tt}^a & [T]_{th}^T [C]_{th,tv}^c & [0] \\
 [C]_{tv,z}^a & [C]_{tv,th}^c [T]_{th} & [C]_{tv,tv}^c & [C]_{tv,y} \\
 [0] & [0] & [C]_{y,tv} & [C]_{yy}
 \end{bmatrix}
 \begin{bmatrix}
 \dot{d}_z \\
 \dot{d}_{th} \\
 \dot{d}_{tv} \\
 \dot{d}_y
 \end{bmatrix}$$

$$+ \begin{bmatrix} [S]_{zz}^a & [S]_{z,th}^a [T]_{th} & [S]_{z,tv}^a & [0] \\ [T]_{th}^T [S]_{th,z}^a & (S_h)_{tt}^a & [T]_{th}^T [S]_{th,tv}^c & [0] \\ [S]_{tv,z}^a & [S]_{tv,th}^c [T]_{th} & [S]_{tv,tv}^c & [S]_{tv,y} \\ [0] & [0] & [S]_{y,tv} & [S]_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [\bar{d}]_z \\ \bar{d}_{th} \\ [\bar{d}]_{tv} \\ [\bar{d}]_y \end{bmatrix}$$

$$= - \begin{bmatrix} [0] \\ (\bar{M}_h)_{tt} + (M_h)_{yy} \\ [0] \\ [M]_{yy} [T_h]_{yt} \end{bmatrix} \ddot{d}_{th} \quad (IV.45)$$

denkleminde varılır.

IV.3. LINEER ELASTİK OLMAYAN ZEMİN DURUMU

Bu bölümün başlangıcında da belirtildiği gibi, zemin ortamının lineer olmaması durumunda da, yeterince küçük zaman ve şekil değiştirme artımlarında sistemin lineer olarak davrandığı kabul edilebilir. Bünye denklemleri analitik olarak ifade edilemeyen sistemlerde bu kabul yardımı ile çözüme gidildiği bilinmektedir.

Her adımda lineerleştirme kabulü çerçevesinde lineer ortak sistemin toplam deplasmanlarına ait (IV.5) bağıntısının geçerli olmasına karşın, (IV.10) bağıntıları ve bunlara bağlı olarak yazılan (IV.11) hareket denklemi bu durumda kullanılamaz. Süperpozisyon kuralının kütle, sönüm ve rijitlik matrisleri açısından geçerli olmaması nedeni ile hesabın iki aşamada gerçekleştirilmesi zorunluluğu ortaya çıkmaktadır. Birinci aşamada, üstyapının bulunmaması durumu için zemin ortamına ait (IV.4) veya (IV.14) denklemleri, lineer elâstik olmayan zemin davranışı için bağımsız olarak çözülür. Çözüm sonunda temel tabanı ve dışındaki zemin noktalarına ait $[d]_t^a$ ve $[d]_z^a$ deplasmanları, türevleri ile birlikte zamana bağlı olarak elde edilirler. İkinci aşamada ise, (IV.5) ve (IV.8) gözönünde tutularak (IV.2) denkleminin lineer olmayan çözümü ile sistemdeki ek deplasmanlar $[d]_t^a$, $[d]_z^a$ ve türevlerine bağlı olarak elde edilirler. Bu çözüm yöntemi çerçevesinde (IV.2) denklemi aşağıdaki şekilde düzenlenebilir :

$$\begin{bmatrix} [M]_{zz}^c & [M]_{zt}^c & [0] \\ [M]_{tz}^c & [M]_{tt}^c & [M]_{ty} \\ [0] & [M]_{yt} & [M]_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ddot{[d]}_z \\ \ddot{[d]}_t \\ \ddot{[d]}_y \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} [c]_{zz}^c & [c]_{zt}^c & [0] \\ [c]_{tz}^c & [c]_{tt}^c & [c]_{ty} \\ [0] & [c]_{yt} & [c]_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{[d]}_z \\ \dot{[d]}_t \\ \dot{[d]}_y \end{bmatrix} \\
 + \begin{bmatrix} [s]_{zz}^c & [s]_{zt}^c & [0] \\ [s]_{tz}^c & [s]_{tt}^c & [s]_{ty} \\ [0] & [s]_{yt} & [s]_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [d]_z \\ [d]_t \\ [d]_y \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} [M]_{zz}^c & [M]_{zt}^c & [0] \\ [M]_{tz}^c & [M]_{tt}^c & [M]_{ty} \\ [0] & [M]_{yt} & [M]_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ddot{[d]}_z^a \\ \ddot{[d]}_t^a \\ [T]_{yt} \ddot{[d]}_t^a \end{bmatrix}$$

$$\begin{aligned}
 - \begin{bmatrix} [c]_{zz}^c & [c]_{zt}^c & [0] \\ [c]_{tz}^c & [c]_{tt}^c & [c]_{ty} \\ [0] & [c]_{yt} & [c]_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [\dot{d}]_z^a \\ [\dot{d}]_t^a \\ [T]_{yt} [\dot{d}]_t^a \end{bmatrix} \\
 - \begin{bmatrix} [s]_{zz}^c & [s]_{zt}^c & [0] \\ [s]_{tz}^c & [s]_{tt}^c & [s]_{ty} \\ [0] & [s]_{yt} & [s]_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [d]_z^a \\ [d]_t^a \\ [T]_{yt} [d]_t^a \end{bmatrix} \quad (IV.46)
 \end{aligned}$$

Üst yapının da lineer elastik olmaması durumunda, denklemin sağ tarafında yer alan $[T]_{yt}[\dot{d}]_t^a$ kuasi-statik deplasmanları ve türevleri (IV.7) bağıntısı ile hesaplanamazlar. Bu durumda $[d]_t^a$ deplasmanlarının belirlenmesi için (IV.6) denkleminin $[d]_t^a = [I]$ için lineer olmayan çözümünün ayrıca yapılması gereklidir.

Lineer olmayan zemin ortamı nedeni ile birinci aşamada (IV.4) veya (IV.14), ikinci aşamada da (IV.46) denkleminin integrasyonu, ancak zaman artımı yöntemlerinden biri ile gerçekleştirilebilir [15]. İntegrasyonun her adımında zeminle ilgili bünyesel parametreler, o adımda hesaplanan

$$[d]_t^c = [d]_t^a + [\bar{d}]_t$$

$$[d]_z^c = [d]_z^a + [\bar{d}]_z$$

toplam deplasmanlarına bağlı olarak tayin edilirler.

Zeminlerin özellikle dinamik koşullar altındaki bünye bağıntıları bugüne kadar elde edilebilmiş değildir. Standart bir malzeme olmayan zeminin çok karmaşık içsel yapısı nedeni ile lineer olmayan davranışı, belirli parametrelere bağlı olarak deneysel yollarla saptanmaya çalışılmaktadır. Harmonik yüklemeler altında yapılan deneyler zeminde kayma şekil değiştirmesinin genliği arttıkça kayma modülünün (sekant modülü) azaldığını, buna karşın deney numunesinde ortaya çıkan enerji kaybının arttığını göstermektedir [19]. Gerçek yapısı kesinlikle açıklanamayan enerji kaybının, tek serbestlik dereceli bir sistemin viskoz sönüm nedeni ile kaybettiği enerjiye eşit olduğu kabul edilerek, her deformasyon mertebesinde bir kritik sönüm oranı tanımlanmaktadır. Ancak çok serbestlik dereceli ve lineer olmayan sistemlerde sönüm matrisinin kurulması zorunlu olduğundan, bu matrisin kritik sönüm oranına bağlı olarak ifade edilebilmesi için oldukça ağır kabuller yapılması zorunlu olmaktadır [24]. Sonuç olarak, zemin dinamiği alanında yapılan çalışmaların bugünkü aşamasında, lineer olmayan zemin parametreleri, kayma şekil değiştirmesine bağlı olarak ifade edilen kayma sekant modülü ve viskoz sönüm oranı şeklinde kabul edilmektedir.

Ortak sistemin lineer olmayan hareket denkleminin zaman artımı yöntemi ile integrasyonu, ivme değerleri üzerinde bir ardışık yaklaşımı gerektirmektedir [15]. Ancak bu ardışık yaklaşım işlemi içinde her adımda, bütün ayrık elemanlarda, bünyesel parametrelerin ve dolayısı ile rijitlik ve sönüm matrislerinin değiştirilmesi zorunludur. Bu değişimler yukarıda belirtilen ardışık yaklaşım işlemi ile birlikte düşünülürse, iç içe iki ardışık yaklaşımın yapılması gerektiği sonucuna varılır. Küçük sistemlerde bile bu işlemin hesap yükünün çok ağır olacağı kolayca tahmin edilebilir. Tabakalı zemin sistemlerinin dinamik hesabı ile ilgili bazı çalışmalarda, sözü edilen hesap yükünü azaltıcı yaklaşık bir yöntem uygulanmaktadır [56, 62]. Bu hesap yönteminde sistem, bünyesel parametreler deprem süresince sabit kabul edilerek lineer elastik olarak çözülmektedir. Deprem süresince her ayrık elemandaki belirli bir şekil değiştirme mertebesine (örneğin maksimumun %60 ı) göre bünyesel parametreler yeniden saptanarak bir sonraki adımda bu parametrelere göre hesap yeniden aynı düzen içinde sürdürülmekte ve sonuca ardışık olarak yaklaşılmaktadır. Bu yöntem, yaklaşıklığına rağmen, hesap yükü-

nün diğ er yöntemden daha az olması nedeni ile tercih edilmektedir. Yukarıda belirtildiğ i gibi, zeminle ilgili dinamik bünyesel parametrelerin elde edilmesindeki yaklaşıklık, bu parametrelerle kesin bir sonuca varma olanağ ının esasen mevcut olamayacağını düş ündürmektedir.



BÖLÜM V

YOZEYSEL SONSUZ RİJİT TEMEL PLAKLARI İÇİN
TEK TABAKALI SONSUZ ORTAMIN RİJİTLİK VE
KÜTLE MATRİSLERİ

Üstyapı-zemin ortak sisteminde, temel in yüzeysel ve sonsuz rijit olarak kabul edilmesi durumunda, temel zemininin ortak sisteme katkısı genel olarak (6×6) mertebeden rijitlik ve kütle matrisleri ile ifade edilebilmektedir. Zemin ortamının iki boyutlu olarak idealleştirilmesi durumunda ise, rijit plağın hareketi üç bağımsız deplasman bileşeni ile belirlenebileceğinden bu matrisler de (3×3) mertebesine inmektedirler.

Bir dinamik elastisite problemi olarak söz konusu matrislerin elde edilmesi, zemin yüzeyindeki sınır şartlarını sağlayan "*karışık sınır değer problemi*" nin çözümü ile sağlanabilmektedir. Ancak, zemin yüzeyindeki plakların sayısının birden fazla olması durumunda, sınır şartlarının uygulanmasında önemli güçlüklerle karşılaşmaktadır. Kısım II.3 de tanımlanan ayırıklaştırma yönteminin kullanılması halinde ise problem, birden fazla plak durumunu da kapsamak üzere, çok basitleşmekte ve çözüme iki aşamada varılabilmektedir. Ayırık çözümün birinci aşamasında, tek tabakalı sonsuz ortamın rijitlik ve kütle matrisleri kurulmakta ve rijit plak veya plaklarla ilgili geometrik uygunluk şartlarının uygulanması ile matrislerin mertebeleri düşürülmektedir. İkinci aşamada ise, rijit plak veya plakların dışında kalan zemin yüzeyinde gerilme bileşenlerine eşdeğer düğüm noktası kuvvetlerinin sıfıra eşit olması şartı kullanılarak söz konusu matrisler indirgenmekte ve iki boyutlu duruma ait (3×3) mertebeli rijitlik ve kütle matrisleri elde edilmektedir.

V.1. KARIŞIK SINIR DEĞER PROBLEMİNİN AYRIK ÇÖZÜMÜ

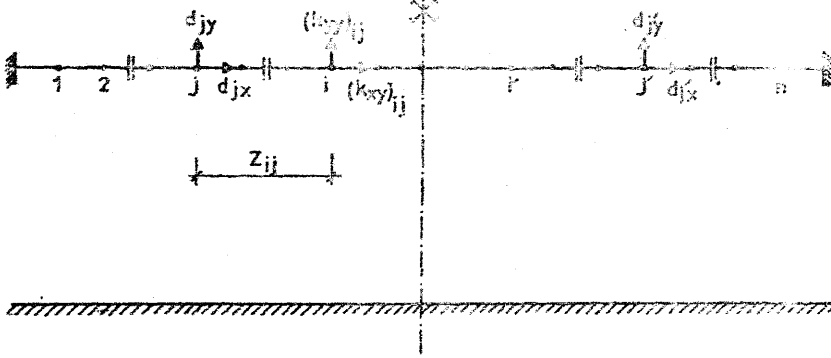
Bu bölümün aşağıdaki kısımlarında, zemin yüzeyinde tek plâk durumu ile yanyana iki eş plak durumu ayrı ayrı gözönüne alınacaktır. Her iki durumda da, öncelikle tek tabakalı sonsuz ortama ait "*sistem rijitlik matrisi*" ile "*sistem kütle matrisi*" nin kurulması gerekmektedir. Bu matrislerin kurulması ve indirgenmesi ile ilgili işlemler birbirinin tamamen aynı olduğundan aşağıdaki işlemlerde rijitlik matrisi esas alınmıştır.

Tek tabakalı sonsuz ortam için Kısım III.3.1 de elde edilen ve sonuçları Kısım XII.2 de verilen $(k_{xx})_{jo}$, $(k_{xy})_{jo}$ ve $(k_{yy})_{jo}$ birim deplasman sabitleri, 0 orijin noktası ile j düğüm noktası arasındaki z_{jo} boyutsuz uzaklığına bağlı olarak ifade edilmişlerdir. Böylece, aralarındaki uzaklık z_{ij} olan herhangi iki i ve j noktalarındaki deplasmanları, düğüm noktası kuvvetlerine bağlayan "*birim deplasman matrisi*",

$$[k]_{ij} = [k]_{ij}^T = \begin{bmatrix} (k_{xx})_{ij} & (k_{xy})_{ij} \\ (k_{yx})_{ij} & (k_{yy})_{ij} \end{bmatrix} \quad (V.1)$$

şeklinde yazılabilir (Şekil V.1). Ancak bu matris sayısal olarak yazılır iken, birim deplasman sabitlerinin hesabında z_{jo} uzaklığının daima pozitif olarak alındığı ve deplasmanın uygulandığı j noktasına göre $(k_{xx})_{jo}$ ve $(k_{yy})_{jo}$ in simetrik, $(k_{xy})_{jo} = (k_{yx})_{jo}$ in ise antimetrik fonksiyonlar olduğu gözönünde tutulmalıdır. Bu nedenle, j noktası i noktasının solunda ise $(k_{xy})_{jo} = (k_{yx})_{jo}$ in işareti pozitif, aksi halde negatif olacaktır.

Tek tabakalı sonsuz ortama ait sistem rijitlik matrisi, (V.1) ile tanımlanan birim deplasman matrislerinin uygun şekilde birleştirilmesi ile elde edilir. Düğüm noktaları ara



Şekil V.1

uzaklıklarının eşit oluşu matrisin kurulmasını çok kolaylaştırmaktadır. Düğüm noktaları soldan itibaren 1,2,3,... şeklinde numaralandırıldığında sistem rijitlik matrisi, esas köşegenine göre simetrik olarak,

$$[S] = \begin{bmatrix} [k]_{11} & [k]_{12} & [k]_{13} & \dots & \dots & \dots \\ & [k]_{11} & [k]_{12} & [k]_{13} & \dots & \dots \\ & & [k]_{11} & [k]_{12} & [k]_{13} & \dots \\ & & & \dots & \dots & \dots \\ & \text{Simetrik} & & & & [k]_{11} & [k]_{12} \\ & & & & & & [k]_{11} \end{bmatrix}$$

(V.2)

şeklinde elde edilmektedir.

Aşağıda ele alınacak tek plâk ve yanyana iki plak durumlarında, antimetrik şekil değiştirme durumu söz konusu olmaktadır. Şekil (V.1) de görüldüğü gibi, düşey bir eksene göre simetrik durumda bulunan ve antimetrik olarak şekil değiştiren j ve j' noktalarının deplasmanları arasında

$$[d]_{j'} = [T]_a [d]_j \quad (V.3)$$

bağıntısı yazılabilir. Bu durumda j ve j' noktaların yatay deplasmanları aynı işaretli, düşey deplasmanları ise ters işaretli olduğundan, $[T]_a$ antimetrik dönüştürme matrisinin açık ifadesi,

$$[T]_a = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$$

şeklindedir. Bu matris yardımı ile, j ve j' noktalarındaki antimetrik deplasmanları, i noktasındaki kuvvetlere bağlayan birim deplasman matrisi,

$$[\bar{k}]_{ij} = [k]_{ij} + [k]_{ij'} [T]_a \quad (V.4)$$

şeklinde elde edilir.

Antimetrik şekil değiştirme durumunda sistem rijitlik matrisinin kuruluşu, (V.2) de verilen matristen biraz farklı olmaktadır. Bu durumda sistem rijitlik matrisi, (V.4) ile verilen alt matrislerin aşağıdaki düzende yerleştirilmesi ile elde edilir :

$$\begin{aligned}
 [\bar{S}] = & \begin{bmatrix}
 [\bar{k}]_{11} & [\bar{k}]_{12} & [\bar{k}]_{13} & \dots\dots\dots \\
 & [\bar{k}]_{22} & [\bar{k}]_{23} & [\bar{k}]_{24} & \dots\dots\dots \\
 & & \dots\dots\dots & & \\
 & & & [\bar{k}]_{ii} & [\bar{k}]_{i,i+1} & \dots\dots\dots \\
 & \text{Simetrik} & & \dots\dots\dots & & \\
 & & & & & [\bar{k}]_{n,n}
 \end{bmatrix} \quad (V.5)
 \end{aligned}$$

Matrisin mertebesini belirleyen (n) sayısı, simetri ekseninin bir tarafında kalan düğüm noktalarının sayısıdır. Böylece hesabın, sistemin yarısı ile yapılabilmesi olanağı sağlanmaktadır.

Kısım IV.2.1.2 de belirtildiği gibi, temelin sonsuz rijit olarak kabul edilmesi durumunda temelin herhangi bir noktasının hareketini belirleyen deplasmanlar, seçilen bağımsız deplasmanlara bağlı olarak ifade edilebilirler. Düzlemde sayısı üç olan bağımsız deplasmanların, Şekil V.2 de görüldüğü gibi çeşitli şekillerde seçilebilmesi mümkündür. Bu çalışmada zemin ortamının hareketi, sınırda alınan ayrıık noktaların lineer deplasmanları ile belirlendiğinden, Şekil V.2 de (b) ile gösterilen bağımsız deplasman durumunun seçimi uygun olmaktadır.

Sonsuz rijit temelin herhangi bir noktasının deplasmanları, seçilen üç bağımsız deplasmana bağlı olarak,



Şekil V.2

$$[d_x]_t = [T_x]_t [d_o]_t \quad (V.6)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada $[d_x]_t$ Şekil V.3 de görülen (x,y) koordinatlı noktanın iki lineer ve bir açısal deplasmanından oluşan kolon matrisi, $[d_o]_t$ üç bağımsız lineer deplasmanın oluşturduğu kolon matrisi, $[T_x]_t$ ise bu iki matrisi birbirine bağlayan (3×3) mertebeden dönüştürme matrisini göstermektedir. Bu matrisler açık olarak,

$$[d_x]_t = \begin{bmatrix} d_x \\ d_y \\ \phi_z \end{bmatrix}, \quad [d_o]_t = \begin{bmatrix} d_{10} \\ d_{20} \\ d_{30} \end{bmatrix}, \quad (V.7)$$

$$[T_x]_t = \begin{bmatrix} 1 & y/2b & -y/2b \\ 0 & (1-x/b)/2 & (1+x/b)/2 \\ 0 & -1/2b & 1/2b \end{bmatrix}$$

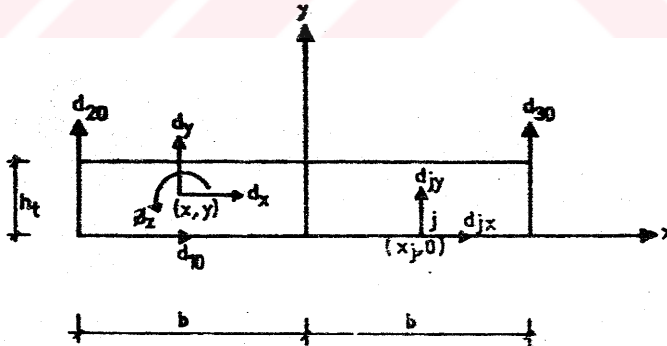
şeklindedirler (Şekil V.3).

Tek tabakalı sonsuz ortam sınırındaki düğüm noktalarının hareketi iki lineer deplasman bileşeni ile ifade edildiğinden, temel tabanındaki herhangi bir j düğüm noktası için (V.6) bağıntısına benzer şekilde

$$[d_j]_t = [T_j]_t [d_o]_t \quad (V.8)$$

bağıntısı yazılabilir. Bu bağıntıda yer alan $[d_j]_t$ ve $[T_j]_t$ matrisleri, (V.7) açık ifadelerinde üçüncü satırların silinmesi ve $y = 0$ yazılması ile elde edilirler :

$$[d_j]_t = \begin{bmatrix} d_{jx} \\ d_{jy} \end{bmatrix}, \quad [T_j]_t = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & (1-x_j/b)/2 & (1+x_j/b)/2 \end{bmatrix} \quad (V.9)$$



Şekil V.3

Temel tabanındaki zemine ait tüm düğüm noktalarının deplasmanlarını, rijit temelin üç bağımsız deplasmanına bağlı olarak ifade etmek üzere, (V.8) bağıntısının genelleştirilmesi ile,

$$[d]_t = [T]_t [d_o]_t \quad (V.10)$$

elde edilir. Bu bağıntıdaki $[d]_t$ ve $[T]_t$ matrisleri, (V.9) daki $[d_j]_t$ ve $[T_j]_t$ matrislerinin, j nin çeşitli değerleri için j alt alta yazılmasından oluşurlar :

$$[d]_t^T = [[d_1]_t \quad [d_2]_t \cdots [d_j]_t \cdots [d_n]_t] \quad (V.11)$$

$$[T]_t^T = [[T_1]_t \quad [T_2]_t \cdots [T_j]_t \cdots [T_n]_t]$$

V.1.1. Tek temel plağı için tek tabakalı sonsuz ortamın rijitlik ve kütle matrisleri

Tek temel plağı durumunda, iki türlü plak hareketi söz konusu olmaktadır. Birinci tür hareket, plak ağırlık merkezinin düşey hareketidir. İkinci tür hareket ise, birbirleri ile karşılıklı etki içinde olan yatay-açısal plak hareketidir. Depremde yer hareketinin genellikle yatay bileşeni gözönüne alındığından, burada sadece yatay-açısal plak hareketi incelenmiştir.

Yatay-açısal plak hareketi zeminde antimetrik şekil değiştirme doğurmaktadır. Bu durumda, Şekil V.3 de görülen düşey bağımsız deplasman bileşenleri arasında

$$d_{30} = -d_{20}$$

bağıntısı yazılabileceğinden, plağın hareketi iki bağımsız deplasman bileşeni ile ifade edilmiş olmaktadır. Bunun sonucu olarak (V.7) bağıntısında yer alan $[d_o]_t$ ve $[T_x]_t$ matrisleri,

$$[d_o]_t = \begin{bmatrix} d_{10} \\ d_{20} \end{bmatrix} \quad [T_x]_t = \begin{bmatrix} 1 & y/b \\ 0 & -x/b \\ 0 & -1/b \end{bmatrix} \quad (V.12)$$

şeklini alırlar. Aynı şekilde (V.9) daki $[T_j]_t$ dönüştürme matrisi de,

$$[T_j]_t = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -x_j/b \end{bmatrix} \quad (V.13)$$

olarak ifade edilir.

Tek temel plağı durumunda, karışık sınır probleminin ayrık çözümünün birinci aşamasında, ilk adımda tek tabakalı sonsuz ortama ait sistem rijitlik matrisinin kurulması gerekmektedir. Şekil V.4 de görüldüğü gibi, temel tabanındaki zemin (t) indisi ile, temel tabanı dışındaki zemin de (z) indisi ile ifade edilirse; antimetrik şekil değiştirme durumu için (V.5) ile verilen sistem rijitlik matrisi, kısımlara ayrılarak aşağıdaki şekilde düzenlenebilir:

$$[\bar{S}] = \begin{bmatrix} [\bar{S}]_{zz} & [\bar{S}]_{zt} \\ [\bar{S}]_{tz} & [\bar{S}]_{tt} \end{bmatrix} \quad (V.14)$$

şeklinde elde edilirler. Bu durumda sistemin deplasmanları da,

$$[d] = \begin{bmatrix} [d]_z \\ [d_o]_t \end{bmatrix} \quad (V.17)$$

şeklinde indirgenmiş olmaktadır.

Karışık sınır değer probleminin ikinci aşamasında sağlanması gereken sınır şartı, temel tabanı dışındaki zemin yüzeyinde düğüm noktası kuvvetlerinin sifıra eşit olması şartıdır :

$$[P]_z = [0]$$

Bu şartın sağlanabilmesi için, önce sistemin denge denklemi, (V.15) ve (V.17) den yararlanılarak aşağıdaki şekilde iki denklem halinde yazılır :

$$\begin{aligned} [\bar{S}]_{zz}[d]_z + [\bar{S}_o]_{zt}[d_o]_t &= [P]_z = [0] \\ [\bar{S}_o]_{tz}[d]_z + [\bar{S}_o]_{tt}[d_o]_t &= [P_o]_t \end{aligned} \quad (V.18)$$

Burada $[P_o]_t$, bağımsız deplasmanlara karşı gelen uç kuvvetlerini göstermektedir. Daha sonra bu denklemlerde $[d]_z$ deplasmanları yok edilerek

$$[k_o]_{tt}[d_o]_t = [P_o]_t \quad (V.19)$$

bağıntısı elde edilir. Burada $[k_o]_{tt}$ ile gösterilen ve

$$[k_o]_{tt} = [\bar{S}_o]_{tz}[\bar{S}]_{zz}^{-1}[\bar{S}_o]_{zt} + [\bar{S}_o]_{tt} \quad (V.20)$$

şeklinde ifade edilen (2×2) mertebeden matris, rijit temel plağı için tek tabakalı sonsuz ortamın rijitlik matrisini ifade etmektedir. (V.20) ile elde edilen sonuca, (V.18) denklemlerinde $[d_o]_t$ dışındaki deplasmanlara ilişkin elemanların herhangi bir yöntem ile indirgenmeleri ile de varılabilir. Ayrıntıları IX. Bölümde açıklanan RITER1 ve RITEK1 programlarında, bu amaçla Gauss-Jordan indirgeme yöntemi kullanılmıştır.

Rijit temel plağı için tek tabakalı sonsuz ortamın kütle matrisi, benzer şekilde elde edilebilir. Bu durumda, (V.1) ile verilen birim deplasman matrisi yerine, Kısım III.3.2 de elde edilen ve sonuçları Kısım XII.3 de verilen birim ivme sabitlerine bağlı olarak

$$[m]_{ij} = [m]_{ji}^T = \begin{bmatrix} (m_{xx})_{ij} & (m_{xy})_{ij} \\ (m_{yx})_{ij} & (m_{yy})_{ij} \end{bmatrix} \quad (V.21)$$

şeklinde ifade edilen "birim ivme matrisi" nin kullanılması gerekmektedir.

Rijit temel plağı için tek tabakalı sonsuz ortamın (2×2) mertebeden rijitlik matrisi, istenirse Şekil V.2'deki (a) bağımsız deplasman durumuna göre de ifade edilebilir. Bu durumda bağımsız deplasmanlarla bağımsız uç kuvvetleri arasındaki bağıntı

$$[k_{xo}]_{tt} [d_{xo}]_t = [P_{xo}]_t \quad (V.22)$$

şeklinde yazılır. Burada $[d_{xo}]_t$ kolon matrisi

$$[d_{xo}]_t = \begin{bmatrix} d_{xo} \\ d_{yo} \\ \phi_{zo} \end{bmatrix} \quad (V.23)$$

şeklinde ifade edilmekte, bu deplasman bileşenlerine karşı gelen uç kuvvetleri $[P_{xo}]_t$ kolon matrisini oluşturmaktadır (Şekil V.3). Antimetrik durumda $d_{yo} = 0$ olacağından, $[d_{xo}]_t$ kolon matrisi

$$[d_{xo}]_t = \begin{bmatrix} d_{xo} \\ \phi_{zo} \end{bmatrix} \quad (V.24)$$

şeklinde yazılır. Bu durumda, (V.12) ve (V.24) ile tanımlanan $[d_o]_t$ ve $[d_{xo}]_t$ deplasmanları arasında

$$[d_{xo}] = [T_{xo}]_t [d_o]_t \quad (V.25)$$

$$[d_o]_t = [T_{xo}]_t^{-1} [d_{xo}]_t$$

bağıntıları yazılabilir. $[T_{xo}]_t$ matrisi, antimetrik durum için

$$[T_{xo}]_t = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{b} \end{bmatrix} \quad (V.26)$$

şeklindedir.

(V.22) bağıntısında yer alan $[k_{xo}]_{tt}$ matrisi, (V.20) ile tanımlanan $[k_o]_{tt}$ matrisine bağlı olarak, Betti teoremi ile aşağıdaki şekilde elde edilebilir :

Tabii durum

Deplasmanlar : $[d_{xo}]_t$, $[d_o]_t = [T_{xo}]_t^{-1} [d_{xo}]_t$

Kuvvetler : $[P_o]_t = [k_o]_{tt} [d_o]_t = [k_o]_{tt} [T_{xo}]_{tt}^{-1} [d_{xo}]_t$

Birim durum

Deplasmanlar : $[d_{xo}] = [I] \quad , \quad [d_o]_t = [T_{xo}]^{-1} [I]$

Kuvvetler : $[P_{xo}]_t = [k_{xo}]_{tt} [I]$

Betti teoremi uyarınca, tabiî durumdaki dış kuvvetlerin birim durumda yaptıkları işin, birim durumdaki kuvvetlerin tabiî durumda yaptıkları işe eşit olması gerektiğinden

$$[k_{xo}]_{tt} = [T_{xo}]_t^{-1} [k_o]_{tt} [T_{xo}]_t^{-1} \quad (V.27)$$

bağıntısı elde edilir. Antimetrik durumda, $[k_{xo}]_{tt}$ ve $[k_o]_{tt}$ matrisleri açık olarak,

$$[k_{xo}]_{tt} = \begin{bmatrix} k_{xx} & k_{x\phi} \\ k_{\phi x} & k_{\phi\phi} \end{bmatrix} , \quad [k_o]_{tt} = \begin{bmatrix} k_{11} & k_{12} \\ k_{21} & k_{22} \end{bmatrix} \quad (V.28.a)$$

şeklinde yazıldığından, (V.27) bağıntısının sonucu olarak bu iki matrisin elemanları arasında

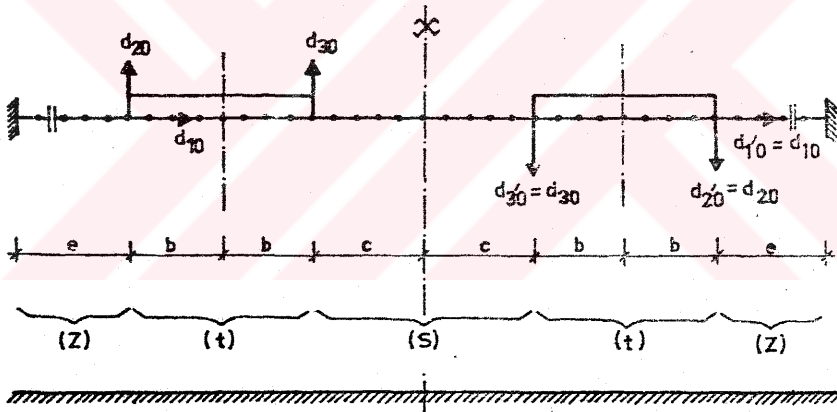
$$k_{xx} = k_{11} \quad , \quad k_{x\phi} = k_{\phi x} = -b.k_{12} \quad , \quad k_{\phi\phi} = b^2.k_{22} \quad (V.28.b)$$

bağıntıları elde edilir.

Rijit temel plağı için tek tabakalı sonsuz ortamın (2x2) mertebeden rijitlik ve kütle matrisleri, RITER1 ve RITEK1 programları ile sayısal olarak elde edilmiştir. Bu programların ayrıntıları IX.Bölümde açıklanmıştır.

W.1.2. Yanyana iki eş temel plağı için tek tabakalı sonsuz ortamın rijitlik ve kütle matrisleri

Tek tabakalı sonsuz ortamın ayrıklaştırılması için kullanılan yöntemle, zemin yüzeyinde birden fazla temel plağı bulunması durumu da gözönüne alınabilmektedir. Çalışmanın bu kısmında, yanyana iki eş rijit temel için tek tabakalı sonsuz ortamın rijitlik ve kütle matrisleri elde edilmiştir. Ortamda sönüm gözönüne alınmadığından, iki eş temel plağının aynı fazda titreştikleri kabul edilmektedir. Kısım V.1 de incelenen tek temel plağı durumunda, sistemin plak merkezinden geçen düşey eksene göre antimetrik olarak şekil değiştirdiği gözönünde tutulmuştu. İki eş plak durumunda ise sistem, plak merkezlerini ortalayan noktadan geçen düşey eksene göre antimetrik olarak şekil değiştirmektedir (Şekil V.5).



Şekil V.5

Şekil V.5 de görüldüğü gibi, temel tabanındaki zemin (t) indisi ile, iki temel arasındaki zemin (s) indisi ile, temellerin dışında kalan zemin kesimleri de (z) indisi ile ifade edilirse, tek tabakalı sonsuz ortamın (V.5) ile verilen antimetrik sistem rijitlik matrisi, kısımlara ayrılmış olarak aşağıdaki şekilde düzenlenebilir :

$$[\bar{S}] = \begin{bmatrix} [\bar{S}]_{zz} & [\bar{S}]_{zt} & [\bar{S}]_{zs} \\ [\bar{S}]_{tz} & [\bar{S}]_{tt} & [\bar{S}]_{ts} \\ [\bar{S}]_{sz} & [\bar{S}]_{st} & [\bar{S}]_{ss} \end{bmatrix} \quad (V.29)$$

Yukarıdaki matris antimetrik şekil değiştirme durumuna göre yazıldığından, hesap sistemin yarısı ile yapılabilmekte; bunun sonucu olarak iki eş plaktan birinin gözönüne alınması yeterli olmaktadır. Temel tabanı ile ilgili (V.10) rijit deplasman şartına göre Betti teoreminin Kısım IV.2.1.2 deki şekli ile uygulanması sonucunda (V.29) sistem rijitlik matrisinin temel tabanı ile ilgili alt matrisleri indirgenerek,

$$[\bar{S}_o] = \begin{bmatrix} [\bar{S}]_{zz} & [\bar{S}_o]_{zt} & [\bar{S}]_{zs} \\ [\bar{S}_o]_{tz} & [\bar{S}_o]_{tt} & [\bar{S}_o]_{ts} \\ [\bar{S}]_{sz} & [\bar{S}_o]_{st} & [\bar{S}]_{ss} \end{bmatrix} \quad (V.30)$$

matrisi elde edilir. Bu matriste yer alan indirgenmiş alt matrisler,

$$\begin{aligned} [\bar{S}_o]_{zt} &= [\bar{S}_o]_{tz}^T = [\bar{S}]_{zt} [T]_t \\ [\bar{S}_o]_{tt} &= [T]_t^T [\bar{S}]_{tt} [T]_t \\ [\bar{S}_o]_{ts} &= [\bar{S}_o]_{st}^T = [T]_t^T [\bar{S}]_{ts} \end{aligned} \quad (V.31)$$

şeklinde elde edilirler. Bu durumda sistemin deplasmanları da,

$$[d] = \begin{bmatrix} [d]_z \\ [d_o]_t \\ [d]_s \end{bmatrix} \quad (V.32)$$

şeklinde indirgenmiş olmaktadır. (V.31) ifadelerinde yer alan $[T]_t$ matrisi, (V.9) ile verilen $[T_j]_t$ alt matrislerinin (V.11) deki düzende birleştirilmeleri ile elde edilir.

İki temel durumunda karışık sınır değer probleminin ikinci aşamasında sağlanması gereken sınır şartları, temel tabanı dışındaki zemin yüzeyinde düğüm noktası kuvvetlerinin sifıra eşit olması şartlarıdır :

$$[P]_z = [P]_s = [0]$$

Bu şartların uygulanması için sistemin denge denklemi üç denklem halinde yazılır ve bunlarda $[d]_z$ ve $[d]_s$ deplasmanları yok edilirse, yanyana iki eş temel plağının her biri için (3x3) mertebeden rijitlik matrisi elde edilmiş olur. Bu işlem (V.30) matrisinde temel ile ilgili elemanların dışında kalan elemanların herhangi bir yöntem ile indirgenmesine karşı gelmektedir. Ayrıntıları IX. Bölümde açıklanan RITER2 ve RITEK2 programlarında, bu amaçla Gauss-Jordan indirgeme yönteminden yararlanılmıştır.

İki temel durumunda rijit temel plaklarının her biri için tek tabakalı sonsuz ortamın (3x3) rijitlik matrisi istenirse Şekil V.2 deki (a) bağımsız deplasman durumuna göre de ifade edilebilir. Bunun için uygulanacak işlemler, tek plâk durumunda olduğu gibidir. $[k_o]_{tt}$ matrisi, Şekil V.2 de (b) bağımsız deplasman durumuna; $[k_{xo}]_{tt}$ ise (a) bağımsız deplasman durumuna karşı gelen rijitlik matrisleri olduğuna göre, Kısım V.1.1 de verilen

$$[k_{xo}]_{tt} = [T_{xo}]_t^{-1T} [k_o]_{tt} [T_{xo}]_t^{-1} \quad (V.27)$$

bağıntısı, iki plak durumu için de geçerlidir. Bu durumda, (a) ve (b) bağımsız deplasman durumlarını (V.25) bağıntısı ile birbirlerine bağlayan $[T_{xo}]_t$ matrisi ve inversi aşağıdaki şekildedir:

$$[T_{xo}]_t = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1/2 & 1/2 \\ 0 & -1/2b & 1/2b \end{bmatrix}, \quad [T_{xo}]_t^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & -b \\ 0 & 1 & b \end{bmatrix} \quad (V.33)$$

İki eş temel durumunda, $[k_{xo}]_{tt}$ ve $[k_o]_{tt}$ matrisleri açık olarak,

$$[k_{xo}]_{tt} = \begin{bmatrix} k_{xx} & k_{xy} & k_{x\phi} \\ k_{yx} & k_{yy} & k_{y\phi} \\ k_{\phi x} & k_{\phi y} & k_{\phi\phi} \end{bmatrix}, \quad [k_o]_{tt} = \begin{bmatrix} k_{11} & k_{12} & k_{13} \\ k_{21} & k_{22} & k_{23} \\ k_{31} & k_{32} & k_{33} \end{bmatrix} \quad (V.34)$$

şeklinde yazıldığında, (V.27) bağıntısının sonucu olarak bu iki matrisin elemanları arasında aşağıdaki bağıntılar elde edilir :

$$k_{xx} = k_{11}$$

$$k_{xy} = k_{yx} = k_{12} + k_{13}$$

$$k_{x\phi} = k_{\phi x} = -b(k_{12} - k_{13})$$

(V.35)

$$k_{yy} = k_{22} + 2k_{23} + k_{33}$$

$$k_{y\phi} = k_{\phi y} = -b(k_{22} - k_{33})$$

$$k_{\phi\phi} = b^2(k_{22} - 2k_{23} + k_{33})$$

Yanyana iki plak durumunda, tek tabakalı sonsuz ortamın kütle matrisi de, yukarıdaki işlemlerin (V.21) ile verilen "birim ivme matrisi" nden başlanarak tekrar edilmesi ile elde edilir.

Aynı fazda titreşen yanyana iki eş rijit temel plağı'nın her biri için, tek tabakalı sonsuz ortamın (3x3) mertebeden rijitlik ve kütle matrisleri, RITER2 ve RITEK2 programları ile sayısal olarak elde edilmiştir. Programlar ile ilgili ayrıntılar IX. Bölümde açıklanmıştır.

V.1. SAYISAL DEĞERLER

Antimetrik şekil değiştirme durumunda, tek temel plağı ve yanyana titreşen iki eş temel plağı için tek tabakalı sonsuz ortamın statik rijitlik matrisleri, ayrıntıları IX. Bölümde açıklanan RITER1 ve RITER2 adlı programlar yardımı ile sayısal olarak elde edilebilmektedir.

Tek temel plağı için, Şekil V.2 deki (a) bağımsız deplasman durumuna göre elde edilen $[k_{xo}]_{tt}$ matrisinin elemanları, örnek olarak $v = 0,40$ ve $h/b = 10$ için hesaplan-

miş ve aşağıdaki değerler bulunmuştur :

$$\text{Tek temel : } h/b = 10 ; \quad \nu = 0,40$$

$$k_{xx}/G = 0,47936314$$

$$k_{x\phi}/G = k_{\phi x}/G = -0,19116012 \times b$$

$$k_{\phi\phi}/G = 2,7586196 \times b^2$$

Yukarıdaki değerlerin hesabında, temel tabanının yarısında 10; temelin dışında bir tarafta kalan bölgede 40 düğüm noktası gözönüne alınmıştır.

İki eş temel plağı durumunda ise, yine Şekil V.2 deki (a) bağımsız deplasman durumu için, iki temelden birine ait $[k_{xo}]_{tt}$ matrisinin elemanları, $\nu = 0,40$ ve $h/b = 10$ alınarak c/b oranının çeşitli değerleri için hesaplanmış ve aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir :

$$\text{İki eş temel : } c/b = 2,0 ; \quad h/b = 10 ; \quad \nu = 0,40$$

$$k_{xx}/G = 1,4124462$$

$$k_{xy}/G = k_{yx}/G = -0,016968462$$

$$k_{x\phi}/G = k_{\phi x}/G = -0,10086639 \times b$$

$$k_{yy}/G = 2,4281774$$

$$k_{y\phi}/G = k_{\phi y}/G = 0,11046170 \times b$$

$$k_{\phi\phi}/G = 2,6154237 \times b^2$$

İki eş temel : $c/b = 1,5$; $h/b = 10$; $\nu = 0,40$

$$k_{xx}/G = 1,3757445$$

$$k_{xy}/G = k_{yx}/G = 0,003619852$$

$$k_{x\phi}/G = k_{\phi x}/G = -0,09473375 \times b$$

$$k_{yy}/G = 2,5738917$$

$$k_{y\phi}/G = k_{\phi y}/G = 0,1771126 \times b$$

$$k_{\phi\phi}/G = 2,7040094 \times b^2$$

İki eş temel : $c/b = 1,0$; $h/b = 10$; $\nu = 0,40$

$$k_{xx}/G = 1,3289381$$

$$k_{xy}/G = k_{yx}/G = 0,026783142$$

$$k_{x\phi}/G = k_{\phi x}/G = -0,087975276 \times b$$

$$k_{yy}/G = 2,8299067$$

$$k_{y\phi}/G = k_{\phi y}/G = 0,2997239 \times b$$

$$k_{\phi\phi}/G = 2,8646189 \times b^2$$

İki eş temel : $c/b = 0,5$; $h/b = 10$; $\nu = 0,40$

$$k_{xx}/G = 1,2676655$$

$$k_{xy}/G = k_{yx}/G = 0,052511512$$

$$k_{x\phi}/G = k_{\phi x}/G = -0,079967608 \times b$$

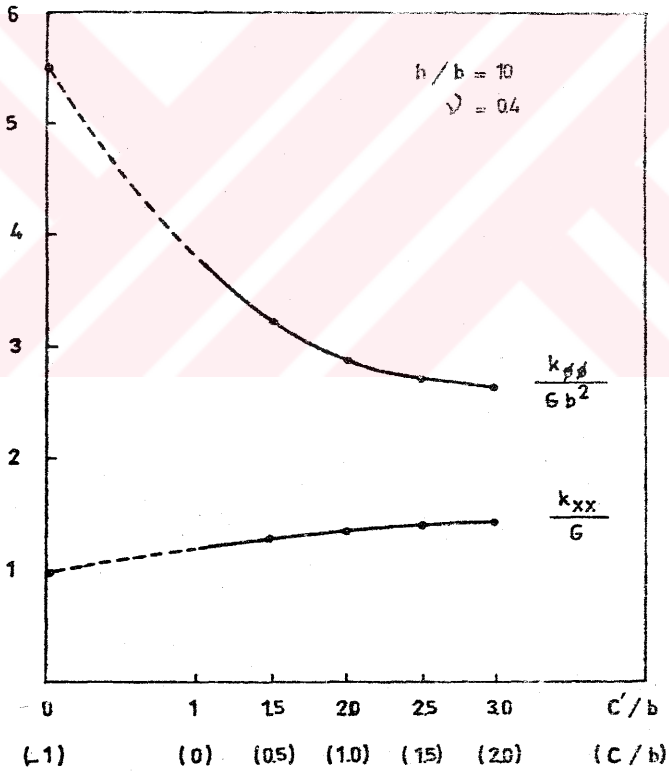
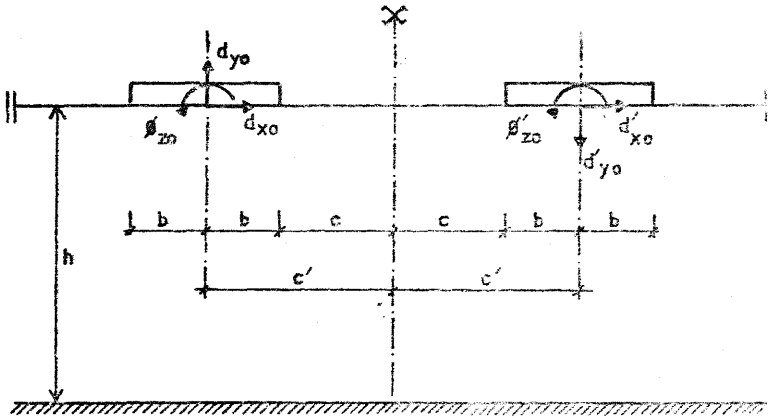
$$k_{yy}/G = 3,3777274$$

$$k_{y\phi}/G = k_{\phi y}/G = 0,5979594 \times b$$

$$k_{\phi\phi}/G = 2,2330660 \times b^2$$

Yukarıdaki değerlerin hesabında, temel tabanının yarısında 10; her iki temelin dışında kalan bölgelerde 40 ar düğüm noktası gözönüne alınmıştır.

Üstyapı-zemin ortak sisteminin hesabında zemindeki yatay ve açısız şekil değiştirmelerin öneminin daha fazla olduğu açıktır. Bu nedenle Şekil V.6 da, yukarıda elde edilen birim deplasman sabitlerinden sadece k_{xx} ve $k_{\phi\phi}$ nin c/b oranı ile değişimi grafik olarak gösterilmiştir. Şekil V.6 tek temel durumunu da kapsamaktadır. Bu durumda, iki eş temelin üstüste bindiği düşünülmekte ve tek temel için hesaplanan k_{xx} ve $k_{\phi\phi}$ değerlerinin ikişer katlarının alınması gerekmektedir. Şekilde görüldüğü gibi tek temel durumunda $c/b = -1$ olmakta veya bir başka ifade ile $c'/b = (c+b)/b$ oranı sıfıra gitmektedir. Şekil V.6'daki eğrilerin incelenmesinden, iki eş temel birbirine yaklaştıkça yatay rijitliğin azaldığı, buna karşın açısız rijitliğin arttığı açık olarak gözlenebilmektedir.



Şekil V.6

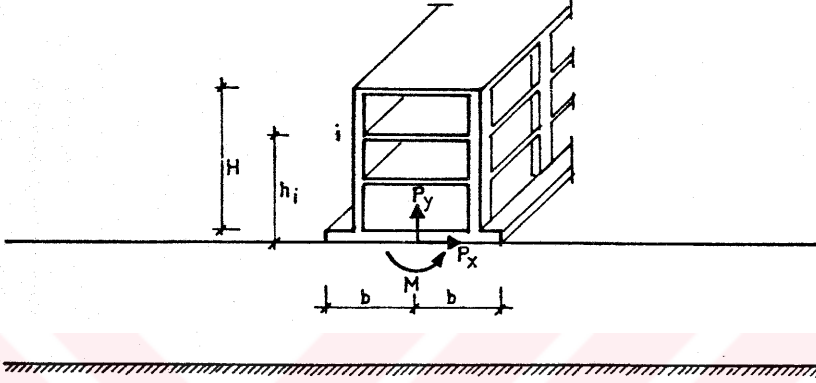
BÖLÜM VI

TEK ÜSTYAPI İLE ZEMİNDEN OLUŞAN ORTAK SİSTEMİN
SERBEST TİTREŞİMİ

Üstyapı-zemin ortak sistemi çerçevesinde zeminin varlığının üstyapının dinamik davranışını etkilemesi, özellikle sistemin serbest titreşimindeki değişim ile kendini göstermektedir. Gerçekten üstyapı ile zeminin relatif rijitliklerine ve kütle dağılımına bağlı olarak ortak sistemdeki üstyapının serbest titreşim özellikleri, sonsuz rijit zemine oturduğu kabul edilen üstyapıya oranla önemli ölçüde değişime uğrayabilmektedir.

Çalışmanın bu bölümünde, zemin ortamı ve bu ortama yüzeysel ve sonsuz rijit bir temel aracılığı ile oturan üstyapının oluşturduğu ortak sistemin serbest titreşimi incelenmektedir. İncelemenin ana amacı, zeminin varlığının üstyapının serbest titreşimine etkisinin doğrultu ve mertebelerini nicel (kalitatif) anlamda saptamaktır. Böyle bir sonuca varabilmek için üstyapının yanısıra zeminin de basit bir biçimde idealleştirilmesi uygun olmaktadır. Bu nedenle, burada zeminin idealleştirilmesinde Kısım II.5 de tanımlanan Model II'den yararlanılmıştır. Kısım II.5 de belirtildiği gibi, bu modelde zeminin tümü tek tabakalı sonsuz ortam olarak idealleştirilmektedir. Serbest titreşim incelemesinin az sayıda bilinmiyenle gerçekleştirilmesini sağlamak amacı ile üstyapının temeli, yüzeysel ve sonsuz rijit olarak kabul edilmiştir. Böylece sonsuz rijit temel plağı durumunda, tek tabakalı sonsuz ortam için Kısım V.1.1 de elde edilen (2x2) mertebeden rijitlik ve kütle matrisleri aracılığı ile, zemin ortamının basit bir alt sistem olarak hesaba katılması olanağı sağlanmaktadır. Zeminin idealleştirilmesinde düzlem şekil değiştirme durumu esas alındığından üstyapı sistemi-

nin, belirli aralıklarla yerleştirilen düzlem çerçevelerden oluştuğu kabul edilmektedir. Yukarıdaki esaslara göre elde edilen ortak sistem modeli Şekil VI.1 de gösterilmiştir.



Şekil VI.1

Bu bölümün aşağıdaki kısımlarında, Şekil VI.1 deki ortak sistemin birinci titreşim frekansının hesabı ile ilgili ayrıntılar açıklanmaktadır. Serbest titreşim incelemesi, bir özel değer problemi olarak, sistemin deplasmanlarının mutlak değerleri ile ilgili sonuçların elde edilmesini sağlayamamaktadır. Bu nedenle, zeminin varlığına bağlı olarak, deplasmanlarda ve diğer dinamik büyüklüklerde meydana gelen değişimin saptanabilmesi için, ortak sisteme ait "*transfer fonksiyonları*"nın elde edilmesi yararlı olmaktadır. Ortak sistemin harmonik deprem zoru altındaki davranışını ifade eden transfer fonksiyonlarının hesabında, sistemde yapısal (hysteretic) veya viskoz türde küçük bir sönüm etkisinin bulunduğu kabul edilmekte, böylece dinamik büyüklüklerin rezonans durumunda sonsuza gitmesi önlenabilmektedir.

Tek üstyapı ile zeminden oluşan ortak sistemin serbest titreşimi ile ilgili örnek problem, Kısım X.1 de verilmiştir.

VI.1. HAREKET DENKLEMİ

Sonsuz rijit temel durumu için, üstyapı-zemin ortak sisteminin hareket denklemi Kısım IV.2.1.2 de (IV.34) ifadesi ile verilmiştir. Ancak, rijit tek temel durumunda rijitlik ve eylemsizlik yönünden tüm temel zeminin ortak sisteme katkısını ifade eden (2x2) rijitlik ve kütle matrislerinin kullanılması halinde, (IV.34) denkleminde (z) indisi ile gösterilen elemanlara gerek kalmamaktadır. Sönümün sadece üstyapıda bulunması ve yapısal nitelikte kabul edilmesi durumunda, rijit temelli üstyapı-zemin ortak sisteminin yatay deprem zoru altındaki hareket denklemi aşağıdaki şekilde yazılabilir :

$$\begin{bmatrix} [M_o]_{tt} & [M_o]_{ty} \\ [M_o]_{yt} & [M]_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [\ddot{d}_o]_t \\ [\ddot{d}]_y \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} [S_o]_{tt} & [0] \\ [0] & [S]_{yy}^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [d_o]_t \\ [d]_y \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} [M_o]_{tt} \\ [M_o]_{yt} \end{bmatrix} [U_o]_{th} \ddot{d}_{th} \quad (VI.1)$$

Yapısal sönümün tüm üstyapıda sabit olarak kabul edilmesi durumunda, üstyapıya ait yatay rijitlik alt matrisi kompleks formda,

$$[S]_{yy}^* = (1+2i\beta) [S]_{yy} \quad (VI.2)$$

şeklinde ifade edilir. Burada $[S]_{yy}$ üstyapının yatay rijitlik matrisini, β yapısal sönüm oranını, i ise birim sanal sayıyı göstermektedir. (VI.2) deki kompleks ifadenin sadece harmonik hareket durumu için geçerli olduğu bilinmektedir.

(VI.1) denklemindeki $[S_o]_{tt}$ alt matrisi, tek temel plağı durumunda, zemin ortamının (III.3) bağıntısı anlamındaki yaklaşık dinamik rijitlik matrisini ifade etmektedir. Bu matris Kısım V.1.1 de elde edilen (2x2) mertebeli statik rijitlik ve kütle matrislerinden yararlanarak frekansa bağlı biçimde aşağıdaki şekilde elde edilir :

$$[S_o]_{tt} = [k_o]_{tt} - \omega^2 [m_o]_{tt} \quad (VI.3)$$

(VI.1) hareket denkleminde yer alan temel kütle matrisi (IV.33) ve (IV.34) e göre,

$$[M_o]_{tt} = \int_V [T_x]_t^T [\bar{M}]_{tt} [T_x]_t dv + [T_o]_{yt}^T [M_{yy}] [T_o]_{yt} \quad (VI.4)$$

dir. (IV.33) bağıntılarındaki $[M_o]_{tt}$ matrisinin içinde yer alan ve zemin altyapısının eylemsizlik yönünden katkısını ifade eden $[M_o]_{tt}^a$ matrisi, bu durumda (VI.3) bağıntısındaki $[m_o]_{tt}$ kütle matrisine karşı geldiğinden, (VI.4) ile verilen temel kütle matrisi ifadesinin içinde bulunmamaktadır. (VI.4) bağıntısında ve (VI.1) hareket denkleminde yer alan $[M]_{yy}$ matrisi, üstyapının tekil kütle matrisini göstermektedir. (VI.4) deki $[M]_{tt}$ matrisi ise, Kısım IV.2.1.2 de tanıma göre düzlem durumunda

$$[\bar{M}]_{tt} = \begin{bmatrix} \rho & 0 & 0 \\ 0 & \rho & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (VI.5)$$

şeklinde ifade edilmekte, ρ birim hacim kütlelerini göstermektedir.

$[M_o]_{tt}$ matrisinin (VI.4) ile verilen ifadesinde yer alan ilk terim, rijit temelin kendi kütle matrisine karşı gelmekte; ikinci terim ise üstyapının temele eylemsizlik yönünden etkisini ifade etmektedir. İlk terimde bulunan $[T_x]_t$ dönüştürme matrisi, tek temel durumu için Kısım V.1.1 de,

$$[T_x]_t = \begin{bmatrix} 1 & y/b \\ 0 & -x/b \\ 0 & -1/b \end{bmatrix} \quad (V.12)$$

ifadesi ile verilmiştir. $[M_o]_{tt}$ ifadesinde ilk terimi oluşturan integralin sonucu

$$\int_v [T_x]_t^T [M]_{tt} [T_x]_t dv = \begin{bmatrix} \bar{m}_{11} & \bar{m}_{12} \\ \bar{m}_{21} & \bar{m}_{22} \end{bmatrix} \quad (VI.6)$$

şeklinde gösterilirse, Şekil (V.3) de görülen eksen takımına göre yapılan integrasyon sonucunda,

$$\bar{m}_{11} = \rho \cdot (2b) h_t$$

$$\bar{m}_{12} = \bar{m}_{21} = \frac{\rho}{b} (2b) \frac{h_t^2}{2} = \rho h_t^2$$

$$\bar{m}_{22} = \frac{\rho}{b^2} \left[(2b) \cdot \frac{h_t^3}{3} + h_t \frac{(2b)^3}{12} \right] = \frac{2\rho h_t}{3b} (h_t^2 + b^2)$$

elde edilir.

(VI.4) bağıntısında, üstyapının temele eylemsizlik yönünden etkisini ifade eden ikinci terimde yer alan $[T_o]_{yt}$ matrisi, Kısım IV.2.1.2 de belirtildiği gibi, zeminden üstyapıya "kuasi-statik" anlamda aktarılan deplasmanları rijit temelin bağımsız deplasmanlarına bağlayan dönüştürme matrisini göstermektedir. n üstyapıdaki kat sayısını göstermek üzere, (nx2) mertebeden bir dikdörtgen matris olan $[T_o]_{yt}$ matrisi, her kat için bir tane olmak üzere n tane (1x2) lik alt matristen oluşmaktadır. i inci kata ait alt matris

$$[T_{oi}]_{yt} = [1 \quad h_i/b] \quad (VI.7)$$

şeklindedir. Böylece

$$[T_o]_{yt} = [[T_{o1}]_{yt} \quad [T_{o2}]_{yt} \quad \dots \quad [T_{oi}]_{yt} \quad \dots \quad [T_{on}]_{yt}] \quad (VI.8)$$

elde edilir. (VI.7) bağıntısında h_i , i inci katın temel tabanından itibaren yüksekliğini, b ise temelin yarı genişliğini göstermektedir (Şekil VI.1). $[M_o]_{tt}$ nin (VI.4) ile verilen ifadesinde ikinci terimi oluşturan matris çarpımının sonucu

$$[T_o]_{yt}^T [M]_{yy} [T_o]_{yt} = \begin{bmatrix} \bar{m}_{11} & \bar{m}_{12} \\ \bar{m}_{21} & \bar{m}_{22} \end{bmatrix} \quad (VI.9)$$

şeklinde gösterilir ve üstyapının tekil kütle matrisinin

$$[M]_{yy} = \begin{bmatrix} M_1 & & & & \\ & M_2 & & & 0 \\ & & \ddots & & \\ & & & M_i & \\ & 0 & & & \ddots \\ & & & & & M_n \end{bmatrix} \quad (VI.10)$$

şeklinde yazıldığı gözönünde tutulursa,

$$\begin{aligned}
 \bar{m}_{11} &= \sum_{i=1}^n M_i \\
 \bar{m}_{12} = \bar{m}_{21} &= \frac{1}{b} \sum_{i=1}^n M_i h_i \\
 \bar{m}_{22} &= \frac{1}{b^2} \sum_{i=1}^n M_i h_i^2
 \end{aligned} \tag{VI.11}$$

elde edilir.

(VI.1) hareket denkleminde yer alan $[M_o]_{ty} = [M_o]_{yt}^T$ matrisleri, üstyapı ile temelin eylemsizlik yönünden karşılıklı etkisini ifade etmektedirler. Bu matrislerin ifadesi, Kısım IV.2.1.2 deki (IV.34) denkleminde,

$$[M_o]_{ty} = [M_o]_{yt}^T = [T_o]_{yt}^T [M_{yy}] \tag{VI.12}$$

şeklinde verilmiştir. (VI.7), (VI.8) ve (VI.10) gözönünde tutularak

$$[M_o]_{ty} = [M_o]_{yt}^T = \begin{bmatrix} M_1 & M_2 & \dots & M_i & \dots & M_n \\ M_1 h_1 / b & M_2 h_2 / b & \dots & M_i h_i / b & \dots & M_n h_n / b \end{bmatrix} \tag{IV.13}$$

elde edilir.

(VI.1) denkleminde, yer hareketinin yatay bileşenine ilişkin $[U_o]_{th}$ matrisi,

$$[U_o]_{th}^T = \begin{bmatrix} 1 & 0 \end{bmatrix} \tag{VI.14}$$

şeklinde tanımlanmakta, $\ddot{d}_{th}$ ise üniform yatay yer hareketinin (deprem) ivmesini $\ddot{d}_{th}$ göstermektedir.

VI.2. ÖZEL DEĞERLER ve TRANSFER FONKSİYONLARI

Tek üstyapı ile zeminden oluşan ortak sistemin serbest titreşim denklemi, (VI.1) denkleminin sağ tarafının sıfıra eşitlenmesi ile elde edilir. Ayrıca serbest titreşim hesabında sönüm etkisi gözönüne alınmadığından (VI.2) bağıntısında $\beta = 0$ konularak, üstyapının rijitlik matrisi gerçel şekli ile kullanılır.

Normal yapı türleri için, modların süperpozisyonu yöntemi ile yapılan dinamik hesapta, sistemin toplam davranışı içinde birinci normal modun katkısının en büyük oranda olduğu bilinmektedir. Bu durum, üstyapı-zemin ortak sisteminde özellikle kendini göstermektedir [40,60]. Bu nedenle, bu çalışmada serbest titreşim açısından, üstyapı-zemin ortak sisteminin birinci moddaki davranışı incelenmiştir.

Zeminin tek tabakalı sonsuz ortam olarak idealleştirilmesi durumunda, zeminin frekansa bağlı dinamik rijitliği ve radyasyon sönümü nedeni ile normal titreşim modları teorik olarak tanımlanamaz. Ancak, radyasyon sönümü gözönüne alınmaksızın yapılan yaklaşık modal analiz sonuçları ile kesin sonuçlar arasındaki farkın, ortak sistemin davranışı açısından önemli olmadığı gösterilmiştir [12,65]. Özellikle çok katlı bina tipi üstyapıların yer aldığı ortak sistemlerin davranışı, klasik anlamdaki modal davranışa çok yakın olmaktadır [12].

Birinci normal mod için yapılan serbest titreşim incelemesinin, bilinen özel değer hesabından farklı olan tek yönü, zeminin katkısını ifade eden ve (VI.3) bağıntısı ile verilen dinamik rijitlik matrisinin frekansa bağlı oluşudur. Ancak bu durum, Vianello-Stodola ardışık yaklaşım yöntemi [15] ile yapılan özel değer hesabında kolaylıkla gözönüne alınabilmektedir. Ardışık yaklaşımın her adımında elde edilen özel frekans değeri için, (VI.3) bağıntısı ile verilen dinamik rijitlik matrisi hesaplanmakta, bu matrise göre yeniden bulunan özel frekans değeri bir önceki değere eşit

oluncaya kadar ardışık yaklaşıma devam edilmektedir.

Özel değer probleminin yapısı gereği, hesap sonucunda özel frekans değeri ile birlikte titreşim modunun normalize edilmiş relatif şekli elde edilebilmektedir. Karşılıklı etkinin sonucu olarak üstyapının davranışında meydana gelen değişimi mutlak anlamda saptamak amacı ile, ortak sistemin harmonik yer hareketi etkisindeki davranışının incelenmesi yararlı olmaktadır. Üstyapıya ait herhangi bir deplasman bileşeni ile yer hareketinin genlikleri arasındaki D_i/D_{th} oranının frekansa bağlı olarak değişimini ifade eden "*Deplasman transfer fonksiyonları*" yardımı ile üstyapının deplasmanlarında meydana gelen artışların izlenebilmesi mümkün olmaktadır. Benzer şekilde, "*ivme transfer fonksiyonları*" aracılığı ile eylemsizlik kuvvetlerinde meydana gelen değişim hakkında bilgi edinilebilmektedir.

Transfer fonksiyonlarının elde edilmesi için (VI.1) hareket denklemi

$$d_{th} = D_{th} e^{i\omega t} = 1 \cdot e^{i\omega t}$$

şeklinde, birim genlikli harmonik yer hareketi için çözülmüştür. Bu bölümün başında da belirtildiği gibi, rezonans durumunda deplasmanların sonsuza gitmesini önlemek amacı ile üstyapıda küçük bir sönümün bulunduğu kabul edilmiştir. Birim genlikli yer hareketine göre yapılan çözümde elde edilen kompleks deplasmanlara ait genlikler, doğrudan doğruya yukarıda tanımlanan "*deplasman transfer fonksiyonu*"nu vermektedirler.

Transfer fonksiyonlarının hesabında kompleks cebir kullanılması yararlı olmaktadır. Genel olarak, yapısal sönümlü bir sistemin harmonik zor etkisi altında hareket denklemi

$$[M] [\ddot{d}] + (1 + 2i\beta) [S] [d] = [P]_0 e^{i\omega t} \quad (VI.15)$$

şeklinde yazılırsa, deplasmanlara ait kararlı (steady-state) çözüm vektörü

$$[d] = [D] e^{i\omega t}$$

şeklinde elde edilir. Burada $[D]$, kompleks genlik vektörünü göstermektedir. Çözüm vektörünün (VI.5) hareket denkleminde yerine konulması ile problem aşağıdaki kompleks katsayıllı denklem sisteminin çözümüne indirgenmiş olur :

$$\{[S] - \omega^2[M] + 2i\beta[S]\}[D] = [P_o] \quad (VI.16)$$

Bu denklem takımının çözümü ile $[D]$ kompleks genlik vektörü elde edilir. $[D]$ vektörü

$$[D] = [D_1] + i[D_2]$$

şeklinde ifade edilirse, herhangi bir d_j deplasman bileşenin mutlak genliği,

$$D_j = (D_{1j}^2 + D_{2j}^2)^{1/2}$$

bağıntısı ile bulunur. d_j deplasmanı ile harmonik zor arasındaki faz farkı da,

$$\phi_j = \arctg (D_{2j}/D_{1j})$$

şeklinde elde edilir. (VI.16) kompleks denklem sistemi, bilinmeyen sayısı iki katına çıkarılmak üzere gerçel katsayıllı bir sistem olarak çözülebilir. Ancak bu durumda elde edilen katsayılar matrisi simetrik olmamaktadır. (VI.16) denklem sisteminin kompleks olarak çözülmesi halinde ise simetri özelliği bozulmamakta, simetrik matrisler için geliştirilmiş çözüm algoritmaları aynen kullanılabilir.

VI.2.1. Özel değerlerin hesabında izlenen yol

Genel olarak, yapı sistemlerinin özel açısal frekansları ile titreşim modları,

$$[F][M][D] = \frac{1}{\omega^2}[D] \quad (\text{VI.17})$$

şeklinde ifade edilen özel değer probleminin çözümü ile elde edilir [15]. (VI.17) denkleminde $[F]$ ve $[M]$, sistemin sırası ile fleksibilite ve kütle matrislerini ifade etmekte; $[D]$ titreşim modunu, ω ise özel açısal frekansı göstermektedir. $[F]$ fleksibilite matrisi doğrudan doğruya kurulabileceği gibi [15], sistemin $[S]$ rijitlik matrisinin tersinin alınması ile de elde edilebilir.

(VI.1) hareket denkleminde yer alan sistem rijitlik matrisinde diyagonal dışı alt matrislerin sıfıra eşit olmaları nedeni ile, $[F]$ matrisi,

$$[F] = \begin{bmatrix} [S_o]_{tt}^{-1} & [0] \\ [0] & [S]_{yy}^{-1} \end{bmatrix} \quad (\text{VI.18})$$

şeklinde elde edilir. (Özel değer hesabında sönüm gözönüne alınmadığından $[S]$ matrisi gerçel şekli ile kullanılmaktadır.)

$$[F_o]_{tt} = [S_o]_{tt}^{-1}$$

$$[F]_{yy} = [S]_{yy}^{-1}$$

dönüşümleri ile fleksibilite matrisi

$$[F] = \begin{bmatrix} [F_o]_{tt} & [0] \\ [0] & [F]_{yy} \end{bmatrix} \quad (VI.19)$$

şeklinde yazılabilir. Diyagonal dışı alt matrislerin sıfıra eşit oluşunun nedeni, üstyapı temelinin sonsuz rijit olarak kabul edilmesidir.

(VI.17) denkleminde özel değeri bulunacak olan ve "dinamik matris" olarak adlandırılan

$$[E] = [F] [M] \quad (VI.20)$$

matrisi, açık olarak

$$[E] = \begin{bmatrix} [E]_{tt} & [E]_{ty} \\ [E]_{yt} & [E]_{yy} \end{bmatrix} \quad (VI.21)$$

şeklinde yazılırsa, bu matrisi oluşturan alt matrisler, (VI.1) deki kütle matrisi ve (VI.19) ifadesi gözönünde tutularak aşağıdaki şekilde elde edilir :

$$\begin{aligned} [E]_{tt} &= [F_o]_{tt} [M_o]_{tt} \\ [E]_{ty} &= [F_o]_{tt} [M_o]_{ty} \\ [E]_{yt} &= [F]_{yy} [M_o]_{yt} \\ [E]_{yy} &= [F]_{yy} [M]_{yy} \end{aligned} \quad (VI.22)$$

Bu ifadelerde yer alan kütle alt matrisleri, Kısım VI.2 de elde edilmiştir. $[F_o]_{tt}$ alt matrisi, (VI.3) ifadesi ile frekansa bağlı olarak elde edilen $[S_o]_{tt}$ matrisinin tersine eşittir. $[F]_{yy}$ ise, temele rijit olarak bağlanan üstyapının fleksibilite matrisini göstermektedir.

Pratik uygulamalarda, üstyapı sisteminin genellikle kayma çerçevelerinden oluştuğu kabul edilmektedir. Bu yaklaşımda, sistemin bilinmeyenleri olarak, sadece katların yatay deplasmanları gözönüne alınmaktadır. Geliştirilen bazı yaklaşık yöntemlerde (örneğin D yöntemi), düğüm noktalarındaki dönmelerin etkisi yaklaşık olarak gözönüne alınmakta ve sistem yine bir kayma çerçevesine dönüştürülmektedir.

Kayma çerçevesinden oluşan üstyapı sistemlerinde $[F]_{yy}$ üstyapı fleksibilite matrisinin doğrudan doğruya kolaylıkla kurulabilmesi mümkündür. m inci kattaki kayma rijitliklerinin toplamı k_m ile gösterildiğine göre, katları aşağıdan yukarıya doğru numaralanan bir kayma çerçevesinde, $[F]_{yy}$ matrisinin herhangi bir F_{ij} elemanı aşağıdaki şekilde elde edilebilir :

$$F_{ij} = \sum_{m=1}^j k_m^{-1} \quad j < i \quad (VI.23)$$

$$F_{ij} = \sum_{m=1}^i k_m^{-1} \quad j \geq i$$

Sonsuz rijit temel için zemin ortamının (VI.3) ifadesi ile verilen rijitlik matrisi titreşimin frekansına bağlı olduğundan, özel değer hesabının bir ardışık yaklaşım yöntemi ile yapılması uygun olmaktadır. Bu çalışmada, çözüm için Vianello-Stodola yönteminden [15] yararlanılmıştır. Ardışık yaklaşımın her adımında elde edilen frekans değeri için $[S_o]_{tt}$ matrisi yeniden hesaplanmaktadır. Ancak, $[E]$ dinamik

matrisinin (VI.22) ile verilen alt matrislerinin son ikisi frekanstan bağımsız olduklarından, ardışık yaklaşım sırasında değişen frekans sadece küçük mertebeli $[E]_{tt}$ ve $[E]_{ty}$ alt matrislerini etkilemektedir. Böylece, sistemin yapısında bulunan frekansa bağımlılık, özel değer hesabında basit olarak gözönüne alınabilmekte ve önemli bir hesap yükü doğurmamaktadır.



$[S]_{o_{tt}}$ alt matrisi, yanyana iki temel plağı durumunda zemin ortamının yaklaşık dinamik rijitlik matrisini ifade etmektedir. (3x3) mertebeden bu matris, iki eş temel durumunda, temellerden biri için Kısım V.1.2 de elde edilen statik rijitlik ve kütle matrislerinden yararlanılarak (VI.3) bağıntısı ile bulunur. Üstyapının yatay rijitlik matrisini ifade eden $[S]_{yy}^*$ matrisi, Kısım VI.2 de tanımlandığı gibidir.

(3x3) mertebeden $[M]_{o_{tt}}$ temel kütle matrisi, yine tek temel durumu için verilen (VI.4) bağıntısı ile elde edilebilir :

$$[M]_{o_{tt}} = \int_V [T_x]_t^T [\bar{M}]_{tt} [T_x]_t dv + [T_o]_{yt}^T [M]_{yy} [T_o]_{yt} \quad (VI.4)$$

Kısım VI.2 de belirtildiği gibi, bu bağıntıdaki ilk terim rijit temel için kendi kütle matrisine karşı gelmekte, ikinci terim ise üstyapının temele eylemsizlik yönünden etkisini ifade etmektedir. İlk terimde yer alan $[\bar{M}]_{tt}$ matrisi (VI.5) bağıntısındaki gibidir. $[T_x]_t$ dönüştürme matrisi ise, Kısım V.1 de,

$$[T_x]_t = \begin{bmatrix} 1 & y/2b & -y/2b \\ 0 & (1-x/b)/2 & (1+x/b)/2 \\ 0 & -1/2b & 1/2b \end{bmatrix} \quad (V.7)$$

ifadesi ile verilmiştir. $[M]_{o_{tt}}$ ifadesinde ilk terimi oluşturan integralin sonucu

$$\int_V [T_x]_t^T [\bar{M}]_{tt} [T_x]_t dv = \begin{bmatrix} \bar{m}_{11} & \bar{m}_{12} & \bar{m}_{13} \\ \bar{m}_{21} & \bar{m}_{22} & \bar{m}_{23} \\ \bar{m}_{31} & \bar{m}_{32} & \bar{m}_{33} \end{bmatrix} \quad (VII.1)$$

şeklinde gösterilirse, Şekil (V.3) de görülen eksen takımına göre yapılan integrasyon sonucunda,

$$\begin{aligned}
 \bar{m}_{11} &= \rho \cdot (2b) h_t \\
 \bar{m}_{12} = \bar{m}_{21} = -\bar{m}_{13} = -\bar{m}_{31} &= \frac{\rho}{2b} (2b) \frac{h_t^2}{2} = \rho \frac{h_t^2}{2} \\
 \bar{m}_{22} = \bar{m}_{33} = -\bar{m}_{23} = -\bar{m}_{32} &= \frac{\rho}{(2b)^2} \left[(2b) \frac{h_t^3}{3} + h_t \frac{(2b)^3}{3} \right] \\
 &= \frac{\rho h_t}{6b} \left[h_t^2 + (2b)^2 \right] \quad (\text{VII.2})
 \end{aligned}$$

elde edilir. $[M_o]_{tt}$ ifadesinin ikinci teriminde yer alan $[T_o]_{yt}$ dönüştürme matrisinin kuruluşu (VI.8) bağıntısında olduğu gibidir. Ancak, bu durumda plak eksenine göre antimetrik deformasyon söz konusu olmadığından $[T_o]_{yt}$ matrisini oluşturan alt matrisler (1x3) mertebesindedir. i inci kata ait alt matris

$$[T_{oi}]_{yt} = \begin{bmatrix} 1 & h_i/2b & -h_i/2b \end{bmatrix} \quad (\text{VII.3})$$

şeklinde dir. $[M_o]_{tt}$ ifadesinin ikinci terimini oluşturan matris çarpımının sonucu

$$[T_o]_{yt}^T [M]_{yy} [T_o]_{yt} = \begin{bmatrix} \bar{\bar{m}}_{11} & \bar{\bar{m}}_{12} & \bar{\bar{m}}_{13} \\ \bar{\bar{m}}_{21} & \bar{\bar{m}}_{22} & \bar{\bar{m}}_{23} \\ \bar{\bar{m}}_{31} & \bar{\bar{m}}_{32} & \bar{\bar{m}}_{33} \end{bmatrix} \quad (\text{VII.4})$$

şeklinde gösterilir ve üstyapının tekil kütle matrisini tanımlayan (VI.10) bağıntısı gözönünde tutulursa,

$$\begin{aligned}
\bar{m}_{11} &= \sum_{i=1}^n M_i \\
\bar{m}_{12} = \bar{m}_{21} = -\bar{m}_{13} = -\bar{m}_{31} &= \frac{1}{2b} \sum_{i=1}^n M_i h_i \\
\bar{m}_{22} = \bar{m}_{33} = -\bar{m}_{23} = -\bar{m}_{32} &= \frac{1}{(2b)^2} \sum_{i=1}^n M_i h_i^2
\end{aligned} \tag{VII.5}$$

elde edilir.

(VI.1) hareket denkleminde yer alan ve üstyapı ile temel eylemsizlik yönünden karşılıklı etkisini ifade eden $[M_o]_{ty} = [M_o]_{yt}^T$ matrisleri (VI.12) ifadesi ile elde edilebilir. Temel eksenine göre antimetri durumunun söz konusu olmadığı iki temel durumunda,

$$[M_o]_{ty} = [M_o]_{yt}^T = \begin{bmatrix} M_1 & M_2 & \dots & M_i & \dots & M_n \\ M_1 h_1 / 2b & M_2 h_2 / 2b & \dots & M_i h_i / 2b & \dots & M_n h_n / 2b \\ -M_1 h_1 / 2b & -M_2 h_2 / 2b & \dots & -M_i h_i / 2b & \dots & -M_n h_n / 2b \end{bmatrix} \tag{VII.6}$$

bulunur. İki temel durumunda, (VI.1) hareket denkleminin sağ tarafında yer alan ve yatay yer hareketini temel rijit deplasmanlarına bağlayan $[U_o]_{th}$ matrisi,

$$[U_o]_{th}^T = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \tag{VII.7}$$

şeklinde tanımlanmakta, $\ddot{d}_{th}$ ise üniform yatay yer hareketinin ivmesini göstermektedir.

Tek üstyapı durumunda ortak sistemin özel frekansları ve transfer fonksiyonları için Kısım VI.2 de belirtilenler, yanyana iki eş üstyapı durumu için de geçerlidir. Bu nedenle, bu bölümde ayrıca söz konusu edilmemiştir.

BÖLÜM VIII

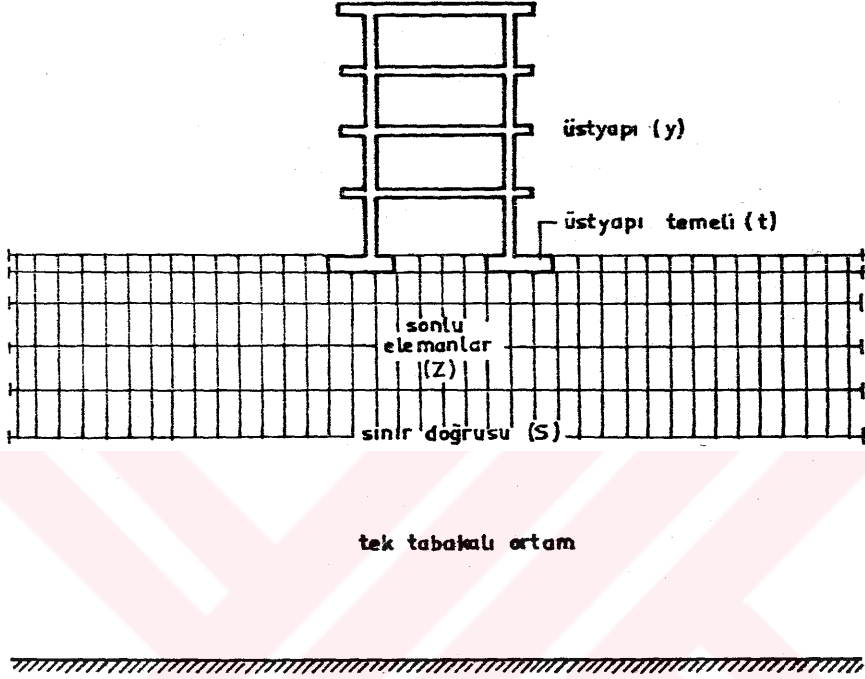
ÜSTYAPI-ZEMİN ORTAK SİSTEMİNİN DEPREM HESABI

İÇİN UYGULANAN YÖNTEM

Üstyapı-zemin ortak sisteminin deprem hesabı, birbirini izleyen üç adımda gerçekleştirilebilir. Bu adımlar, ortak sistem modelinin seçimi, hareket denkleminin kuruluşu ve denklemin çözümüdür.

VIII.1. ÜSTYAPI-ZEMİN ORTAK SİSTEMİNİN
MATEMATİK MODELİ

Üstyapı-zemin ortak sisteminin deprem hesabının en önemli özelliği, hesabın ilk adımında matematik model seçimi probleminin ortaya çıkmasıdır. Zemin ortamının gerek makro ve gerekse mikro planda idealleştirilmesinde karşılaşılan güçlükler, sistem hesabının özünü oluşturan bu problemin önemini arttırmaktadır. Bu nedenle bu çalışmada zemin ortamının idealleştirilmesine büyük ağırlık verilmiş ve daha önce kullanılan zemin modellerinde görülen sakıncalı noktaları taşımayan, aynı zamanda problemin fizik gerçeğine uyan bir zemin modelinin geliştirilmesine çalışılmıştır. Ortak sistemin deprem hesabı için geliştirilen modelde zemin, elastik olmayan şekil değiştirmelerin beklenebileceği belirli bir derinliğe kadar sonlu elemanlarla idealleştirilmekte, bu derinlikten itibaren taban kayasına kadar, homogen, izotrop ve lineer elastik tek tabakalı sonsuz ortam olarak kabul edilmektedir (Şekil VIII.1). Model I adı verilen bu modelin, ortak sistemin deprem hesabı açısından taşıdığı özellikler Kısım II.4 de ayrıntılı olarak açıklandığından, burada ayrıca söz konusu edilmemiştir.



Şekil VIII.1

Modelde yer alan üstyapının ve sonlu elemanlarla idealleştirilen zemin kesiminin lineer olmayan davranışlarının deprem hesabında gözönüne alınması istenirse, ortak sistemin hareket denkleminin doğrudan doğruya "zaman alanı"nda integre edilmesi zorunlu olmaktadır. Sistemin tümünün lineer elastik olarak davrandığının kabul edilmesi durumunda ise, hesabın deprem spektrumu eğrilerinden yararlanılarak "modların süperpozisyonu" yöntemi ile yapılması mümkündür. Ancak her iki yöntemin de kullanılabilmesi için, hareket denkleminin sabit katsayılı bir differansiyel denklem olarak kurulabilmesi gerekmektedir. Oysa kullanılan modelde, ortak sistemin önemli bir bölümünü oluşturan tek tabakalı sonsuz ortamın yayılı kütle matrisi, III. Bölümde belirtildiği gibi, frekan- sa bağlı bir matris olarak elde edilebilmektedir. Ancak, üst- yapı sistemlerinde olduğu gibi, özellikle üstyapı-zemin or- tak sisteminde birinci titreşim modunun, sistem dinamik dav-

ranışına en büyük oranda katkıda bulunduğu bilinen bir gerçek olduğundan [12, 65] ; tek tabakalı ortama ait yayılı kütle matrisinin, sistemin birinci titreşim frekansı için hesaplanıp, titreşim süresince sabit olarak kabul edilmesi uygun bir yaklaşımdır. Birinci titreşim frekansının hesabı, Rayleigh oranının ardışık birkaç uygulaması ile kolayca yapılabilindiğinden, bu yaklaşım önemli bir hesap yükü de doğurmamaktadır.

VIII.2. HAREKET DENKLEMİNİN KURULUŞU

Üstyapı-zemin ortak sisteminin deprem zoru altındaki hareket denklemleri, ortak sistem modelinden bağımsız olarak IV. Bölümde elde edilmiştir. Lineer elastik zemin durumu için hareket denklemi (IV.12) bağıntısı ile, lineer elastik olmayan zemin durumu için ise (IV.46) bağıntısı ile verilmiştir. Ortak sistem modeli olarak Model I'in kullanılması halinde, sistemin rijitlik, sönüm ve kütle matrislerinin kuruluşu aşağıda açıklanmıştır.

Sistem rijitlik matrisi :

Sistemin rijitlik matrisi, modeldeki çeşitli kesimleri ifade eden alt matrislerin birleştirilmesi ile,

$$[S] = \begin{bmatrix} [S]_{ss} & [S]_{sz} & [0] & [0] \\ [S]_{zs} & [S]_{zz} & [S]_{zt} & [0] \\ [0] & [S]_{tz} & [S]_{tt} & [S]_{ty} \\ [0] & [0] & [S]_{yt} & [S]_{yy} \end{bmatrix} \quad (\text{VIII.1})$$

şeklinde yazılabilir. Alt matrislerdeki (s) indisi, sonlu elemanlarla idealleştirilen bölge ile tek tabakalı sonsuz ortamı ayıran sınır doğrusu üzerindeki serbestlik derecelerini ifade

etmekte; (z) indisi, temel tabanındakiler hariç olmak üzere sonlu eleman bölgesini göstermektedir. (t) ve (y) indisleri ise, sırası ile temel ve üstyapıyı ifade etmektedirler (Şekil VIII.1).

$[S]_{ss}$ alt matrisi (s) sınır doğrusu boyunca yer alan düğüm noktalarının kuvvetlerini aynı noktaların deplasmanlarına bağlayan rijitlik matrisini ifade etmektedir.

$$[S]_{ss} = [S]_{ss}^z + [S]_{ss}^s \quad (\text{VIII.2})$$

şeklinde yazılabilen matrisin ilk terimi, sınır doğrusuna komşu olan sonlu elemanların; ikinci terimi ise, tek tabakalı ortamın katkısını ifade etmektedirler. Tek tabakalı sonsuz ortamın dinamik rijitlik matrisi III.Bölümde(III.3) bağıntısı ile tanımlanan biçimde, yaklaşık olarak,

$$[S]_{ss}^s = [S_I]_{ss}^s - \omega_1^2 [M_I]_{ss}^s \quad (\text{VIII.3})$$

şeklinde ifade edilebilir. Bu bağıntıda $[S_I]_{ss}^s$ tek tabakalı sonsuz ortamın V. Bölümde (V.2) ifadesi ile verilen statik rijitlik matrisini göstermekte, ω_1 üstyapı-zemin ortak sisteminin birinci titreşim frekansını ifade etmektedir. $[M_I]_{ss}^s$ ise, tek tabakalı sonsuz ortamda ω_1 frekansı için hesaplanan ve Kısım VIII.1 de belirtildiği gibi, titreşim süresince sabit kaldığı kabul edilen yayılı kütle matrisini göstermektedir. Bu matrisin kuruluş biçimi, (V.2) ile verilen statik rijitlik matrisinin kuruluşuna tamamen benzerdir.

(VIII.2) bağıntısındaki $[S]_{ss}$ matrisine, sınır doğrusuna komşu sonlu elemanların katkısını ifade eden $[S]_{ss}^z$ matrisi ile, (VIII.1) sistem rijitlik matrisindeki diğer alt matrislerin kuruluşu, Ref. [15] in II. Cildinde verilen algoritma yardımı ile gerçekleştirilebilir.

Üstyapı temelinin sonsuz rijit olması veya yapı kolonları ve zemine oranla sonsuz rijit olarak kabul edilmesi durumunda, sistem rijitlik matrisi, Kısım IV.2.1.2 de (IV.34) bağıntısındaki sistem rijitlik matrisine benzer şekilde yazılabilir :

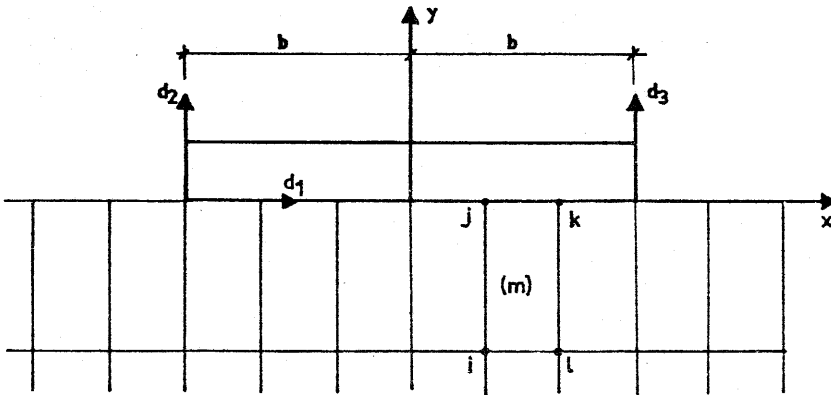
$$[S] = \begin{bmatrix} [S]_{ss} & [S]_{sz} & [0] & [0] \\ [S]_{zs} & [S]_{zz} & [S_o]_{zt} & [0] \\ [0] & [S_o]_{tz} & [S_o]_{tt} & [0] \\ [0] & [0] & [0] & [S]_{yy} \end{bmatrix} \quad (\text{VIII.4})$$

Rijit temelin bağımsız deplasmanlarına göre indirgenen alt matrisler,

$$[S_o]_{zt} = [S_o]_{tz}^T = [S]_{zt} [T]_t \quad (\text{VIII.5})$$

$$[S_o]_{tt} = [T]_t^T [S]_{tt} [T]_t \quad (\text{VIII.6})$$

şeklinde ifade edilirler. Bu ifadelerde yer alan $[T]_t$ dönüştürme matrisinin yapısı ve kuruluşu Kısım IV.2.1.2_t de açıklandığı gibidir. Aşağıda örnek olarak, $[S_o]_{tt}$ ve $[S_o]_{zt}$ matrislerine, rijit temele bağlanan bir dikdörtgen düzlem sonlu elemanın katkılarını ifade eden indirgenmiş matrisler elde edilecektir.



Şekil VIII.2

Sonlu elemanlarla idealleştirilen zemin bölgesinde bulunan ve düğüm noktaları (i),(j),(k),(l) ile gösterilen (m) numaralı dikdörtgen sonlu elemanın (j) ve (k) düğüm noktaları sonsuz rijit temele bağlı olsun (Şekil VIII.2). Temelin bağımsız deplasmanlarından oluşan kolon matris

$$[d_o]^T = [d_1 \quad d_2 \quad d_3]$$

olduğuna göre, (j) ve (k) düğüm noktalarındaki yatay ve düşey deplasman bileşenlerini bağımsız deplasmanlara bağlayan dönüştürme matrisleri, V.Bölümde (V.9) ifadesi ile verildiği gibi,

$$[T_j]_t = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & (1-x_j/b)/2 & (1+x_j/b)/2 \end{bmatrix} \quad (\text{VIII.7})$$

$$[T_k]_t = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & (1-x_k/b)/2 & (1+x_k/b)/2 \end{bmatrix}$$

şeklinde yazılırlar. (m) numaralı sonlu eleman için bu iki matrisin alt alta yazılması ile,

$$[T_m]_t = \begin{bmatrix} [T_j]_t \\ [T_k]_t \end{bmatrix} \quad (\text{VIII.8})$$

elde edilir. Sonlu elemanda (j) ve (k) noktalarındaki kuvvetleri, aynı noktaların deplasmanlarına bağlayan eleman rijitlik alt matrisi,

$$[K_m]_{tt} = \begin{bmatrix} [k]_{jj} & [k]_{jk} \\ [k]_{kj} & [k]_{kk} \end{bmatrix} \quad (\text{VIII.9})$$

olarak yazılabilir. Bu durumda, (m) numaralı sonlu elemanın $[S_o]_{tt}$ matrisine katkısını ifade eden alt matris, (VIII.6) bağıntısından,

$$[K_{mo}]_{tt} = [T_m]_t^T [K_m]_{tt} [T_m]_t \quad (\text{VIII.10})$$

şeklinde elde edilir. Öte yandan, sonlu elemanda (j) ve (k) noktalarındaki deplasmanları (j) ve (l) noktalarındaki kuvvetlere bağlayan eleman rijitlik alt matrisi,

$$[K_m]_{zt} = \begin{bmatrix} [k]_{ij} & [k]_{ik} \\ [k]_{lj} & [k]_{ll} \end{bmatrix} \quad (\text{VIII.11})$$

şeklinde yazılabileceğine göre, (m) numaralı sonlu elemanın $[S_o]_{zt}$ matrisine katkısını ifade eden alt matris, (VIII.5) bağıntısından,

$$[K_{mo}]_{zt} = [K_{mo}]_{tz}^T = [K_m]_{zt} [T_m]_t \quad (\text{VIII.12})$$

şeklinde elde edilir.

Sistem Sönüm Matrisi

Sönüm problemi, bugüne kadar Yapı Dinamiği alanında yoğun olarak araştırıldığı halde kesinlikle çözülemeyen önemli problemlerden biridir. Yapı Dinamiğinde sönüm, çeşitli yapı elemanlarında, plastik deformasyondan doğan enerji kaybı dışında, çeşitli nedenlerle yutulan kinetik enerjiyi ifade eden dinamik bir büyüklüktür. Ancak, bazı yapı malzemelerinde, yapı elemanlarında ve özellikle zeminde enerji yutulma mekanizması kesinlikle açıklanamadığından, deneysel sonuçların değerlendirilmesi ve yutulan enerjinin matematik anlamda basit olarak ifade edilebilmesi için belirli sönüm modellerinin seçimi zorunlu olmaktadır. Genellikle gözönüne alı-

nan iki tür sönüm vardır; bunlar lineer viskoz sönüm ve sabit yapısal (hysteretic) sönümdür. Harmonik olarak titreştirilen viskoz sönümlü bir sistemin herhangi bir elemanında, bir tam periyot süresi içinde yutulan enerji, titreşimin frekansına doğru orantılı olarak bağlıdır. Yapısal sönümlü sistemlerde ise aynı süre içinde yutulan enerji, titreşim frekansından bağımsızdır. Yapılan deneysel çalışmalar, özellikle zeminlerdeki sönüm mekanizmasının yapısal nitelikte olduğunu göstermiştir. Hareket denkleminin çözümü açısından, viskoz ve yapısal sönüm türleri arasındaki en önemli fark; viskoz sönümlü sistemlerde çözümün zaman alanında yapılmasının mümkün olmasına karşılık, yapısal sönümlü sistemlerde çözümün ancak frekans alanında yapılabilmesidir. Bu nedenle yapısal sönümlü sistemlerin kesin çözümü ancak Fourier Dönüşümü ile gerçekleştirilebilir.

Uygulamada, çok serbestlik dereceli lineer sistemlerin dinamik hesabında yoğun olarak kullanılan "modların süperpozisyonu" yönteminde sönüm etkisi, gözönüne alınan modlardaki modal viskoz sönüm oranları aracılığı ile hesaba katılmaktadır. Söz konusu modal sönüm oranlarına, sönüm etkisi bakımından eşdeğer olan ortogonal sönüm matrislerinin elde edilmesi için çeşitli yöntemler geliştirilmiştir [72]. Uygulamada, ortogonallik şartını sağlayan viskoz sönüm matrisleri genellikle, bu şartı ayrı ayrı sağlayan rijitlik ve kütle matrislerinin lineer kombinasyonu ile elde edilmektedir. Viskoz sönüm matrisinin bu anlamda

$$[C] = A[M] + B[S] \quad (\text{VIII.13})$$

şeklinde kabul edilmesi durumunda, (i) inci moda ait sönüm oranı

$$h_i = \frac{A}{2\omega_i} + \frac{B\omega_i}{2} \quad (\text{VIII.14})$$

şeklinde elde edilmektedir. Burada ω_i , (i) inci özel frekansı; A ve B ise sistemin tümü için sabit olan katsayıları göstermektedir. Sönüm matrisinin sadece kütle veya sadece rijitlik matrisleri ile orantılı olarak kabul edilmesi halinde

ise modal viskoz sönüm oranları,

$$[C] = A[M] \quad , \quad h_i = \frac{A}{2\omega_i} \quad (\text{VIII.15})$$

$$[C] = B[S] \quad , \quad h_i = \frac{B\omega_i}{2} \quad (\text{VIII.16})$$

şeklinde elde edilir. Birinci titreşim modunun sistemin davranışını en büyük oranda katkıda bulunduğu kabul edilirse, (VIII.15) ve (VIII.16) dan

$$A = 2h_1\omega_1 \quad (\text{VIII.17})$$

$$B = \frac{2h_1}{\omega_1} \quad (\text{VIII.18})$$

bulunur.

Harmonik titreşimler için geçerli olan yapısal sönüm halinde, eşdeğer anlamda bir viskoz sönüm matrisi tanımlanabilir :

$$[C]_{eş} = \frac{2\beta}{\omega} [S] \quad (\text{VIII.19})$$

Burada ω , harmonik titreşimin frekansını, β ise yapısal sönüm oranını göstermektedir. Birinci titreşim modunun katkısı esas olarak alındığında, (VIII.16) bağıntısının yapısal sönüm kabulüne yakın olduğu sonucuna varılır. Bu çalışmada da aynı kabul çerçevesinde, viskoz sönüm matrisinin, eşdeğer anlamda,

$$[C]_{eş} = \frac{2\beta}{\omega_1} [S] \quad (\text{VIII.20})$$

şeklinde alınabileceği kabul edilmiştir. (VIII.20)bağıntısı tüm sistem için yazılabileceği gibi, sistemi oluşturan her ayrık eleman için de yazılabilir. Böylece sönüm mekanizması her ayrık eleman için bağımsız olarak gözönüne alınabilmektedir.

Sistem Kütle Matrisi

Sistem kütle matrisinin kuruluşunda, başlıca iki yaklaşımdan söz edilebilir. Birinci yaklaşım "*tekil kütle*" yaklaşımıdır. Bu yaklaşımda; her ayrık elemanın kütlelerinin, düğüm noktalarında toplanabileceği kabul edilir. Bu durumda sistem kütle matrisi, düğüm noktalarındaki tekil kütleleri esas diyagonali üzerine alan diyagonal bir matris olmaktadır. İkinci yaklaşımda ise; eylemsizlik kuvvetlerinin, ayrık elemanda sürekli olarak yayıldığı kabul edilir. Bu esasa göre elde edilen "*yayılı kütle matrisi*" veya III.Bölümde kullanılan deyiimi ile "*Birim İvme Matrisi*", diyagonal bir matris değildir. Çünkü, bu durumda elemanın düğüm noktalarındaki eylemsizlik kuvvetleri serbestlik derecelerine karşı gelen ivmelerin tümüne birden bağlı olmaktadır. Birim ivme matrisinin, virtüel iş teoremi ile elde edilişi III.Bölümde Kısım III.3.2 nin başlangıcında açıklanmıştır.

Hareket denkleminin kuruluşu ve çözümü açısından "*Tekil kütle matrisi*" kabulü daha avantajlı olmaktadır. Bu durum, bellek ekonomisi ile birlikte, çözüm algoritmalarında belirli kolaylıklar sağlamaktadır. Yapılan çeşitli araştırmalar; bu yaklaşımın, hesabın doğruluğu yönünden önemli bir sakınca yaratmadığını göstermiştir. Bu nedenle, bu çalışmada kullanılan Model I çerçevesinde, sonlu elemanlarla idealleştirilen zemin kesimi ile üstyapı ve temelinde, tekil kütle yaklaşımı esas alınmıştır. Tek tabakalı sonsuz ortamdaki eylemsizlik kuvvetleri, ortamın dinamik rijitlik matrisi aracılığı ile gözönüne alınabildiğinden; bu ortamın sınırındaki düğüm noktalarına ilişkin $[M]_{ss}^z$ matrisi, komşu sonlu elemanların düğüm noktalarında toplanan tekil kütlelerden oluşmaktadır. Böylece, ortak sistemin kütle matrisi,

$$[M] = \begin{bmatrix} [M]_{ss}^z & [0] & [0] & [0] \\ [0] & [M]_{zz} & [0] & [0] \\ [0] & [0] & [M]_{tt} & [0] \\ [0] & [0] & [0] & [M]_{yy} \end{bmatrix} \quad (\text{VIII.21})$$

şeklinde elde edilmektedir. Bu matriste yer alan bütün alt matrisler, düğüm noktalarındaki tekil kütleleri diyagonal-leri üzerine alan birer diyagonal matristirler.

Üstyapı temelinin sonsuz rijit olması veya o şekilde kabul edilmesi durumunda, sistem kütle matrisi,

$$[M] = \begin{bmatrix} [M]_{ss}^z & [0] & [0] & [0] \\ [0] & [M]_{zz} & [0] & [0] \\ [0] & [0] & [M_o]_{tt} & [M_o]_{ty} \\ [0] & [0] & [M_o]_{yt} & [M]_{yy} \end{bmatrix} \quad (\text{VIII.22})$$

şeklinde yazılır. Rijit temel nedeni ile diyagonallik özelliği bozulan sistem kütle matrisinde, temelin bağımsız serbestlik derecelerine göre indirgenen alt matrisler, IV.Bölümdeki (IV.33) ve (IV.34) bağıntılarında gösterildiği gibi,

$$[M_o]_{tt} = \int_v [T_x]_t^T [\bar{M}]_{tt} [T_x]_t dv + [T]_t^T [M]_{tt}^z [T]_t + [T_o]_{yt}^T [M]_{yy} [T_o]_{yt} \quad (\text{VIII.23})$$

$$[M_o]_{yt} = [M_o]_{ty}^T = [M]_{yy} [T_o]_{yt} \quad (\text{VIII.24})$$

şeklinde ifade edilirler. (VIII.23) bağıntısındaki ilk terim, rijit temelin kendi kütle matrisine karşı gelmektedir; bu matrisin ayrıntıları VI. ve VII. Bölümlerde verilmiştir. (VIII.23) deki ikinci terim, temel tabanına rastlayan sonlu elemanların tekil kütlelerinden oluşan $[M]_{tt}^Z$ matrisinin, temelin bağımsız serbestlik derecelerine göre indirgenmesine karşı gelmektedir. İndirgenme işlemi, bu kısmın başlangıcında rijitlik matrisi için uygulanan işlemin benzeridir. (VIII.23) deki üçüncü terim, üstyapının temele eylemsizlik yönünden etkisine karşı gelmekte, (VIII.24) deki matrisler ise, üstyapı ve temelin eylemsizlik yönünden karşılıklı etkisini ifade etmektedirler. Bu matrislerin elde edilmesi ile ilgili ayrıntılar VI. ve VIII. Bölümlerde verilmiştir.

VIII.3. HAREKET DENKLEMINİN ÇÖZÜMÜ

Deprem zoru altında, yapı sistemlerinin dinamik hesabı için kullanılmakta olan çözüm yöntemleri iki ana grupta toplanabilir :

- 1) Dönüşüm Yöntemleri,
- 2) Direkt Integrasyon Yöntemleri.

Birinci grubu oluşturan dönüşüm yöntemlerinin en önemlileri modal dönüşüm (modların süperpozisyonu) yöntemi [15] ile Fourier Dönüşümü Yöntemidir [20,30] . Ancak uygulama açısından her iki yöntem de lineer sistemlerin hesabı ile kısıtlıdır. İkinci grupta yer alan direkt integrasyon yöntemleri, hareket denkleminin "zaman alanında", sonlu zaman artımları ile integrasyonu esasına dayanır. Bu yöntemlerin dönüşüm yöntemlerine oranla üstünlüğü, lineer olmayan sistemler için de uygulanabilme olanaklarının bulunmasıdır. Bu yöntemler arasında "Lineer İvme Yöntemi" [15], bu yöntemin stabilitesi ni sağlayan "Wilson θ Yöntemi" [71] ve Newmark'ın " β yöntemi" [40] sayılabilir. Kesme hatası h^4 olan bu yöntemler lineer olmayan sistemlerin çözümünde bir ardışık yaklaşım işlemini zorunlu kılmakta veya her zaman adımında bir lineer denklem takımının çözümü gerekmektedir. A.Çakıroğlu ve G.Özmen tarafından geliştirilen ve kesme hatası h^6 mertebesinde olan yöntemde [17] ise, ardışık yaklaşım veya denklem takımı çözümü işlemine gerek kalmamaktadır.

Genel olarak, uygulamada kullanılan bütün zaman artımı yöntemleri, hareket denkleminin bir başlangıç değer problemi olarak sonlu farklarla çözümü esasına dayanır. Çözümün yakınsaklığı açısından bütün yöntemler "*şartlı olarak stabil*" dir [71]. Özellikle sistemdeki serbestlik derecesi sayısının artması, stabilite problemini ön plâna çıkarmaktadır. Bu açıdan bakıldığında, ortak sistemin deprem hesabı için öngörülen zemin modelinin üstünlüğü, serbestlik derecesi sayısının diğer ayırık modellere oranla düşük bir düzeyde kalmasının sağlanmış olmasıdır. Ancak, serbestlik derecesi sayısının belirli bir mertebeden daha aşağıya indirilmesi olanağının bulunmadığı açıktır. Bu nedenle, ortak sistemin deprem hesabı için geliştirilen ve ayrıntıları Kısım IX.4 de açıklanan elektronik hesap makinası programlarında, çözümün "*şartsız olarak stabil*" olmasını sağlayan Wilson θ yönteminin yararlanılmıştır. Bu yöntemde, bilinen lineer ivme yöntemi içinde bir ekstrapolasyon tekniği uygulanmakta ve $\theta > 1.37$ için lineer ivme yönteminin stabilitesi şartsız olarak sağlanmaktadır [71].

BÖLÜM IX

ELEKTRONİK HESAP MAKİNASI PROGRAMLARI

Bu çalışmada geliştirilen matematik modellerden yararlanılarak, üstyapı-zemin ortak sisteminin serbest titreşim ve deprem hesabının yapılabilmesini sağlamak amacı ile çeşitli elektronik hesap makinası programları hazırlanarak Fortran IV dilinde kodlanmıştır.* Hazırlanan programlar dört ana grupta toplanabilir :

1) Birinci gruba giren programlar, tek tabakalı sonsuz ortam ve onun özel halini oluşturan yarı sonsuz ortamda statik birim deplasman sabitleri ile birim ivme sabitlerinin hesaplanmasını sağlamaktadırlar. Bu sabitlerin hesabı, 2. ve 4. gruplarda yer alan programlar bakımından da söz konusu olduğundan, birinci gruptaki programlar birer altprogram olarak düzenlenmişlerdir. Altprogramlara sırası ile, BIDE ve BIVME adları verilmiştir.

2) İkinci grupta yer alan programlar, yüzeysel ve sonsuz rijit temel plakları için tek tabakalı sonsuz ortamın rijitlik ve kütle matrislerini, V. Bölümde açıklanan düzende hesaplamaktadırlar. Tek temel plağının rijitlik ve kütle matrislerinin hesabı için RITER1 ve RITEK1 ; yanyana titreşen iki eş temel plağı için de RITER2 ve RITEK2 adlı programlar geliştirilmiştir. Bu programlar, birinci gruptaki BIDE ve BIVME altprogramlarını kullanmaktadırlar.

3) Üçüncü grubu oluşturan TETIF ve TRANS adlı programlar, tek ve yanyana iki eş üstyapıyı kapsayan üstyapı-zemin

* Programların geliştirilmesi ve uygulanması için İ.T.Ü. Elektronik Hesap Bilimleri Enstitüsünde bulunan Burroughs B3700 sisteminden yararlanılmıştır.

ortak sistemleri için, ayrıntıları VI. ve VII. Bölümlerde açıklanan serbest titreşim hesaplarını yapmakta ve transfer fonksiyonlarını elde etmektedirler. Bu programlar, ikinci gruptaki programların sonuçlarını giriş bilgisi olarak kullanılmaktadırlar.

4) Son grupta yer alan programlar ise, lineer ivme yöntemi ile deprem hesabının yapılmasını sağlamaktadırlar. ORSIDE adlı program, VIII. Bölümde açıklanan düzende, üst-yapı-zemin ortak sistemini, verilen bir deprem kaydı için hesaplamaktadır. Ortak sistemin rijitlik ve kütle matrislerinin kuruluşunda, birinci grupta yer alan BIDE ve BIVME altprogramlarından yararlanılmaktadır. UYSIDE adlı program ise, özel olarak zeminin sonsuz rijit olması durumunda, üstyapının deprem hesabının yapılmasını sağlamaktadır.

IX.1. BİRİNCİ GRUP PROGRAMLAR

Bu gruba giren BIDE ve BIVME adlı altprogramlar, tek tabakalı sonsuz ortam ve onun özel halini oluşturan yarı sonsuz ortamda, statik birim deplasman sabitleri ile birim ivme sabitlerinin hesabını sağlamaktadırlar.

IX.1.1. BIDE Altprogramı

Tek tabakalı sonsuz ortamın birim deplasman sabitlerinin elde edilişi III. Bölümde, Kısım III.3.1 de açıklanmıştır. Elde edilen integral ifadelerin kapalı sonuçları ise XII. Bölümde, Kısım XII.2 de, (XII.38), (XII.39) ve (XII.40) bağıntıları ile verilmiştir. BIDE altprogramı, doğrudan doğruya bu bağıntıları, verilen giriş bilgileri için hesaplayarak birim deplasman sabitlerinin sayısal sonuçlarını elde etmektedir. Bir anahtar giriş değişkeni yardımı ile yarı sonsuz ortam özel durumu da gözönüne alınabilmektedir. Bu durumda (XII.38), (XII.39) ve (XII.40) da sadece J_1 teriminin hesabı yeterli olmaktadır. BIDE altprogramının bağımsız olarak kullanılması halinde, giriş bilgilerinin Tablo IX.1 de görüldüğü şekilde düzenlenmesi gerekmektedir.

BIDE Altprogramı Giriş Bilgileri					
Kart No.	Sıra No.	Program Sembolu	Giriş Değişkeninin Tanımı	Kolon No.	FORMAT
1	1	G	Ortamın kayma modülü	1-10	E10.0
	2	PØI	Ortamın Poisson oranı	11-20	E10.0
	3	NZ	Orijindeki düğüm noktasından itibaren birim deplasman sabitlerinin hesabının istendiği düğüm noktası sayısı	21-25	I5
2	1	KØ	Yarı sonsuz ortam için sıfır, sonlu derinlik halinde sıfırdan farklı olarak tanımlanan anahtar değişken	1-5	I5
	2	AL	Tabaka yüksekliğinin düğüm noktaları ara uzaklığına oranı ($\alpha = h/a$)	6-15	E10.0

Tablo IX.1

Yarı sonsuz ortam özel durumunda, Tablo IX.1 de görülen 2 No.lu kartın boş olarak verilmesi yeterlidir.

Bağımsız olarak kullanılması durumunda BIDE altprogramının çıkış bilgileri olarak, ilk iki satırda giriş bilgileri dış ortama aktarılmakta, daha sonra ilk kolonda düğüm noktası numaraları olmak üzere k_{xx} , k_{xy} ve k_{yy} birim deplasman sabitleri yanyana üç kolon halinde basılmaktadır.

IX.1.2. BIVME Altprogramı

Tek tabakalı sonsuz ortamın birim ivme sabitlerinin elde edilişi III. Bölümde, Kısım III.3.2 de açıklanmıştır. Elde edilen integral ifadeler ve bunlara ait yarı sayısal integrasyon işlemleri ise XII. Bölümde, Kısım XII.3 de verilmiştir. BIVME adlı altprogram, birim ivme sabitlerine ait (XII.41), (XII.42) ve (XII.43) ifadelerindeki integrasyon işlemlerini Kısım XII.3 de açıklanan düzende yapmaktadır. Kapalı olarak elde edilebilen integrallerin sayısal hesabında, programlama yönünden belirli bir özellik bulunmadığından, bu konudaki ayrıntılara burada yer verilmemiştir. (XII.44) ve (XII.45) ifadelerinde yer alan C_i kosinüs integral fonksiyonu ve S_i sinüs integral fonksiyonu, Ref.[1] de verilen yakınsak seri açılımlarından yararlanılarak, SICI adlı altprogramla elde edilmişlerdir. (XII.56) ifadesinde yer alan ve (XII.58) ile tanımlanan E_1 eksponansiyel integral fonksiyonunun hesabı için de Ref.[1] de verilen seri çözümlerine göre hazırlanan EXPONA adlı altprogramdan yararlanılmıştır.

Yarı sonsuz ortam özel durumunda birim ivme sabitlerinin hesabı basitleşmekte, sonuçlar (XII.44) ve (XII.45) ifadeleri ile elde edilebilmektedir. BIDE altprogramında olduğu gibi, BIVME altprogramında da, bu özel durumu gözönüne almak üzere bir anahtar giriş değişkeninden yararlanılmaktadır. BIVME altprogramının bağımsız olarak kullanılması halinde, giriş bilgilerinin Tablo IX.2 de görüldüğü şekilde düzenlenmesi gerekmektedir.

BIDE altprogramında olduğu gibi, yarı sonsuz ortam özel durumunda, Tablo IX.2 de görülen 2 No.lu kartın boş olarak verilmesi yeterli olmaktadır.

Bağımsız olarak kullanılması durumunda, BIVME altprogramının çıkış bilgileri olarak, ilk iki satırda giriş bilgileri verilmekte, daha sonra ilk kolonda düğüm noktası numaraları olmak üzere m_{xx} , m_{xy} ve m_{yy} birim ivme sabitleri yanyana üç kolon halinde basılmaktadır.

BIVME Altprogramı Giriş Bilgileri					
Kart No.	Sıra No.	Program Sembolu	Giriş Değişkeninin Tanımı	Kolon No.	FORMAT
1	1	AS	Boyutsuz frekans katsayısı [$a_0 = \omega a(\rho/G)^{1/2}$]	1-10	E10.0
	2	PØI	Ortamin Poisson oranı	11-20	E10.0
	3	NZ	Orijindeki düğüm noktasından itibaren birim ivme sabitlerinin hesabının istendiği düğüm noktası sayısı	21-25	I5
2	1	KØ	Tablo IX.1 de tanımlanan anahtar değişken	1-5	I5
	2	AL	Tabaka yüksekliğinin düğüm noktaları ara uzaklığına oranı ($\alpha = h/a$)	6-15	E10.0

Tablo IX.2

IX.2. İKİNCİ GRUP PROGRAMLAR

Bu grupta yer alan programlar, tek tabakalı ortam sınırındaki yüzeysel ve sonsuz rijit temel plakları için ortamın rijitlik ve kütle matrislerini elde etmektedirler. Tek başına titreşen temel plağı için RITER1 ve RITEK1, yanyana titreşen iki eş temel plağı için RITER2 ve RITEK2 adlı programlar geliştirilmiştir.

IX.2.1. RITER1 ve RITEK1 Programları

Bu programlar, tek tabakalı ortam sınırında tek bir temel plağı bulunması halinde, yatay-açısal rijit hareket durumuna göre, ortamın (2x2) mertebeden rijitlik ve kütle

matrislerini elde etmek amacı ile hazırlanmıştır. Problemin bir "karışık sınır değer problemi" olarak ayrık anlamda çözümü ile ilgili genel bilgiler V.Bölümde Kısım V.1 de verilmiş, söz konusu matrislerin elde edilmelerine ilişkin matris işlemleri ise Kısım V.1.1 de açıklanmıştır.

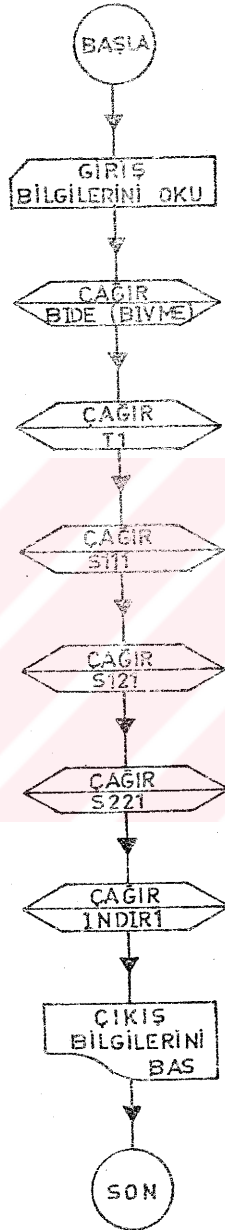
RITER1 rijitlik matrisi programı ile RITEK1 kütle matrisi programı, kullandıkları farklı birer altprogram dışında, yapıları bakımından birbirinin tamamen aynıdır. Şekil IX.1 de verilen genel akış diyagramında görüldüğü gibi, RITER1 ve RITEK1 programları, giriş ve çıkış kısımları dışında, birbiri ardından sıra ile çağırılan alt programdan oluşmaktadırlar.

RITER1 programı ilk olarak BIDE altprogramını, RITEK1 ise BIVME altprogramını çağırılmaktadır. BIDE ve BIVME altprogramlarının özellikleri Kısım IX.1 de açıklanmıştır. Birim deplasman sabitlerinin değerleri, birim deplasmanın uygulandığı noktadan itibaren hızla küçülmektedir. Bu nedenle, tek tabakalı ortamın Kısım V.1 de (V.2) ile verilen rijitlik matrisinde veya (V.5) ile antimetrik rijitlik matrisinde belirli bir band genişliğinin gözönüne alınabilmesi mümkündür. Aynı durum ortamın kütle matrisi için de söz konusudur. RITER1 ve RITEK1 programlarının giriş bilgilerinin özetlendiği Tablo IX.3 de KBND sembolü ile tanımlanan giriş değişkeni, sözü edilen band genişliğini belirleyen düğüm noktası sayısını ifade etmektedir.

BIDE veya BIVME altprogramlarının icrası sonunda elde edilen k_{xx} , k_{xy} ve k_{yy} birim deplasman sabitleri ile m_{xx} , m_{xy} ve m_{yy} birim ivme sabitleri, band genişliği boyutunda olan üçer dizi halinde iç bellekte saklanmaktadırlar.

RITER1 ve RITEK1 programlarında ikinci sırada çağırılan T1 adlı altprogram, Kısım V.1 de (V.11) bağıntısı ile tanımlanan $[T]_t$ dönüştürme matrisini üretmektedir. Bu matrisi oluşturan $[T_j]_t$ alt matrisleri, tek temel durumu için Kısım V.1.1 de verilen (V.13) bağıntısı ile elde edilmektedir.

RİTERİ (RİTEK1)



Şekil IX.1

RITER1 ve RITEK1 Programlarının Giriş Bilgileri					
Kart No.	Sıra No.	Program Sembolü	Giriş Değişkeninin Tanımı	Kolon No.	FORMAT
1	1	PØI	Ortaman Poisson oranı	1-10	E10.0
	2	AL	Tabaka yüksekliğinin düğüm noktaları ara uzaklığına oranı ($\alpha = h/a$)	11-20	E10.0
	3	AS	Boyutsuz frekans katsayısı = a_0 (Sadece RITEK1 programında)	21-30	E10.0
2	1	MB	Temel tabanının yarısında-ki düğüm noktaları aralıklarının sayısı	1-5	I5
	2	ME	Temel tabanının dışında, bir tarafta kalan düğüm noktaları aralıklarının sayısı	6-10	I5
	3	KBND	Band genişliğini belirleyen düğüm noktası sayısı	11-15	I5

Tablo IX.3

T1 altprogramının ardından sıra ile çağırılan üç altprogram, (V.15) bağıntısı ile tanımlanan simetrik $[S_0]$ sistem rijitlik matrisinin kurulması için hazırlanmışlardır. S111 adlı altprogram, (V.15) rijitlik matrisinde yer alan $[S]_{zz}$ alt matrisini kurmaktadır. S121 ve S221 adlı altprogramlar ise, önce (IV.14) bağıntısındaki $[S]_{zt}$ ve $[S]_{tt}$ alt matrislerini üretmekte, daha sonra (V.16) bağıntıları ve T1 altprogramının sonuçlarından yararlanarak $[S_0]_{zt}$ ve $[S_0]_{tt}$ alt matrislerini elde etmektedirler. (V.15) ile tanımlanan $[S_0]$ sistem rijitlik matrisi esas köşegenine göre simetrik ve band bir matris olduğundan, esas köşegen üzerindikilerle

birlikte bir tarafta kalan sıfırdan farklı elemanların üretilmesi yeterli olmaktadır. Bu durum S111, S121 ve S221 altprogramlarında gözönüne alınmış ve $[S_0]$ matrisinin elemanları tek boyutlu bir dizi halinde iç bellekte saklanmış- tır. RITER1 programında rijitlik matrisi için yapılan iş- lemler, RITEK1 programında sistemin kütle matrisinin kurul- masını sağlamaktadır.

RITER1 ve RITEK1 programlarında son olarak çağırılan INDIR1 adlı altprogram, kurulmuş bulunan sistemin rijitlik ve kütle matrislerinde, temelin bağımsız serbestlik derece- sine karşı gelenler dışında kalan elemanları, Gauss-Jordan yöntemi ile indirgemektedir. Sonuç olarak, (2×2) boyutunda $[k_0]_{tt}$ ve $[m_0]_{tt}$ matrisleri elde edilmektedir.

Yapısı yukarıda açıklanan RITER1 programının çıkış bilgileri, dış ortama aynen alınan giriş bilgileri ile bir- likte, simetrik $[k_0]_{tt}$ matrisinin yanyana basılan üç ele- manından oluşmaktadır. RITEK1 programında ise, giriş bil- gileri ile birlikte, $[m_0]_{tt}$ matrisinin elemanları aynı dü- zen içinde basılmaktadır.

IX.2.2. RITER2 ve RITEK2 Programları

Bu programlar, tek tabakalı ortam sınırında, birlikte titreşen yanyana iki eş temel plağı bulunması halinde plak- ların herbiri için, ortamın antimetrik şekil değiştirme du- rumuna karşı gelen (3×3) mertebeden rijitlik ve kütle mat- rislerini elde etmek amacı ile hazırlanmışlardır. Problemin yapısı ve uygulanması ile ilgili açıklama ve ayrıntılar V.Bölümde, Kısım V.1 ve Kısım V.1.2 de verilmiştir.

RITER2 ve RITEK2 programları, çağırdıkları farklı birer altprogram dışında, birbirlerinin tamamen aynıdır. Bu programlar, tek temel için hazırlanan RITER1 ve RITEK1 de olduğu gibi, birbiri ardından çağırılan bir dizi altprogram- dan oluşmaktadır. Genel akış diyagramları Şekil IX.1 deki düze- ne benzer olduğunda bu kısımda ayrıca verilmemiştir.

RITER2 ve RITEK2 Programlarının Giriş Bilgileri					
Kart No.	Sıra No.	Program Sembolü	Giriş Değişkeninin Tanımı	Kolon No.	FORMAT
1	1	PØI	Ortamın Poisson oranı	1-10	E10.0
	2	AL	Tabaka yüksekliğinin düğüm noktaları ara uzaklığına oranı ($\alpha = h/a$)	11-20	E10.0
	3	AS	Boyutsuz frekans katsayısı $= a_0$. (Sadece RITEK2 programında)	21-30	E10.0
2	1	MB	Temel tabanının yarısındaki düğüm noktaları aralıklarının sayısı	1-5	I5
	2	MC	İki temel arasındaki uzaklığın yarısında düğüm noktaları aralıkları sayısı	6-10	I5
	3	ME	Temellerden birinin dışında kalan düğüm noktaları aralıklarının sayısı	11-15	I5
	4	KBND	Band genişliğini belirleyen düğüm noktası sayısı	16-20	I5

Tablo IX.4

RITER2 ve RITEK2 programlarında sadece çağırılan ilk altprogramlar birbirinden farklıdır. RITER2 programında BIDE altprogramı çağırılmakta, RITEK2 de ise BIVME altprogramından yararlanılmaktadır. Bu altprogramlardan sonra çağırılan bütün altprogramlar her iki program için de ortaktır.

İkinci sırada çağırılan T2 adlı altprogram, Kısım V.1 de (V.9) bağıntısı ile verilen $[T_j]_t$ alt matrislerinin (V.11) deki düzende oluşturduğu $[T]_t$ dönüştürme matrisini sayısal olarak üretmektedir.

T2 altprogramından sonra birbiri ardından sıra ile çağırılan altı program, (V.30) ile verilen sistem rijitlik matrisinin kurulmasını sağlamaktadırlar. $[S_o]$ matrisinde yer alan $[S]_{zz}$, $[S_o]_{zt}$, $[S]_{zs}$, $[S_o]_{tt}$, $[S_o]_{ts}$ ve $[S]_{ss}$ alt matrisleri, sırası ile S112, S122, S13, S222, S23 ve S33 adlı altprogramlar tarafından üretilmektedir. Temel tabanı ile ilgili alt matrisler, önce (V.29) bağıntısındaki şekilleri ile elde edilmektedir. Bu alt matrislerin, temeldeki bağımsız serbestlik derecelerine göre indirgenmeleri için (V.31) bağıntılarından ve daha önce icra edilen T2 altprogramının sonuçlarından yararlanılmaktadır. (V.30) sistem rijitlik matrisi ile ona karşı gelen sistem kütle matrisi esas köşegenlerine göre simetrik ve band birer matris olduklarından tek boyutlu diziler olarak elde edilmişlerdir.

RITER2 ve RITEK2 programlarında son olarak çağırılan INDIR2 adlı altprogram, rijitlik ve kütle matrislerini Gauss-Jordan yöntemi ile indirgemekte ve temelin bağımsız serbestlik derecelerine karşı gelen (3×3) mertebeden $[k_o]_{tt}$ ve $[m_o]_{tt}$ matrislerini elde etmektedir. Programların çıkış bilgilerinden önceki son kısımlarında, elde edilen matrislerin elemanları (V.35) bağıntıları yardımı ile Şekil V.2'deki (a) bağımsız deplasman durumuna göre dönüştürülmektedir. Çıkış bilgileri olarak, aynen alınan giriş bilgilerinden sonra, (3×3) rijitlik ve kütle matrislerinin elemanları, Şekil V.2'deki (a) ve (b) bağımsız deplasman durumlarına göre ayrı ayrı basılmaktadır.

RITER2 ve RITEK2 programlarının giriş bilgileri Tablo IX.4 de özetlenmiştir.

IX.3. ÜÇÜNCÜ GRUP PROGRAMLAR

Bu grupta yer alan TETIF ve TRANS adlı programlar, tek veya yanyana iki eş üstyapı durumlarında, üstyapı-zemin ortak sisteminin birinci titreşim frekansını hesaplamakta ve transfer fonksiyonlarını elde etmektedirler. Serbest titreşim hesapları ile ilgili ayrıntılar VI. ve VII.Bölümlerde verilmiştir.

TETIF ve TRANS Programlarının Ortak Giriş Bilgileri(I.Grup)					
Kart No.	Sıra No.	Program Sembolü	Giriş Değişkeninin Tanımı	Kolon No.	FORMAT
1	1	B	Temel yarı genişliği	1-10	E10.0
	2	HT	Temel yüksekliği	11-20	E10.0
	3	RØT	Temelin birim hacim kütlesi	21-30	E10.0
2	1	NK	Üstyapının kat sayısı	1-5	I5
3*		EK	Her katta,kolon kayma rijitliklerinin toplamı	1-80	8E10.0
4*		EM	Her katta, kütlelerin toplamı	1-80	8E10.0
5*		EMI	Her katta, kütle eylemsizlik momentlerinin toplamı	1-80	8E10.0
6*		H	Kat yükseklikleri	1-80	8E10.0
7	1	CA	Çerçeve aralığı	1-10	E10.0
8	1	IK	Tek veya iki üstyapı bulunduğunu gösterir anahtar değişken	1-5	I5
9	1	LG	Zeminin kütle matrislerinin hesaplandığı a_0 boyutsuz frekanslarının sayısı	1-5	I5
	2	NLG	Lagrange interpolasyonunda kullanılmak istenen a_0 boyutsuz katsayılarının sayısı	6-10	I5
10*		ASL	a_0 boyutsuz katsayılarının değerleri	1-80	8E10.0

*

Yeteri kadar kartla okunur.

Tablo IX.5

TETIF ve TRANS Programlarının Ortak Giriş Bilgileri(III.Grup)					
Kart No.	Sıra No.	Program Sembolü	Giriş Değişkeninin Tanımı	Kolon No.	FORMAT
1	1	G	Zemin ortamının kayma modülü	1-10	E10.0
	2	RØ	Zemin ortamının birim hacim kütlesi	11-20	E10.0
2	1	BL	Tabaka yüksekliğinin yarı temel genişliğine oranı	1-10	E10.0
3	1-6	EKØ [†]	Rijit temel için ortamın rijitlik matrisinin elemanları	1-60	6E10.0
4*	1-6	EMØ [†]	Her a_0 boyutsuz frekans için ortamın kütle matrisinin elemanları	1-60	6E10.0
5	1	CB	İki temelin ara uzaklığının, temel genişliğine oranı = c/b .(İki üstyapı durumunda okunur.)	1-10	E10.0

* Yeteri kadar kartla okunur.

† IK değişkeninin aldığı değere göre (2x2) veya (3x3) boyutlu matrislerin elemanları okunur.

Tablo IX.5 (Devam)

Bu çalışmada, zemin ortamının idealleştirilmesinde düzlem şekil değiştirme durumu esas alındığından, TETIF ve TRANS programlarında üstyapının, birbirine paralel düzlem çerçevelerden oluştuğu kabul edilmektedir. Basitliği sağlamak ve uygulamada kullanılan D sayılarından yararlanmak amacı ile söz konusu çerçeveler, birer kayma çerçevesi olarak idealleştirilmiştir. Bu nedenlerle, çerçeve aralıkları ile birlik-

te, üstyapının her katında kolon kayma rijitliklerinin veya D sayılarının toplamının giriş bilgisi olarak verilmesi gerekmektedir.

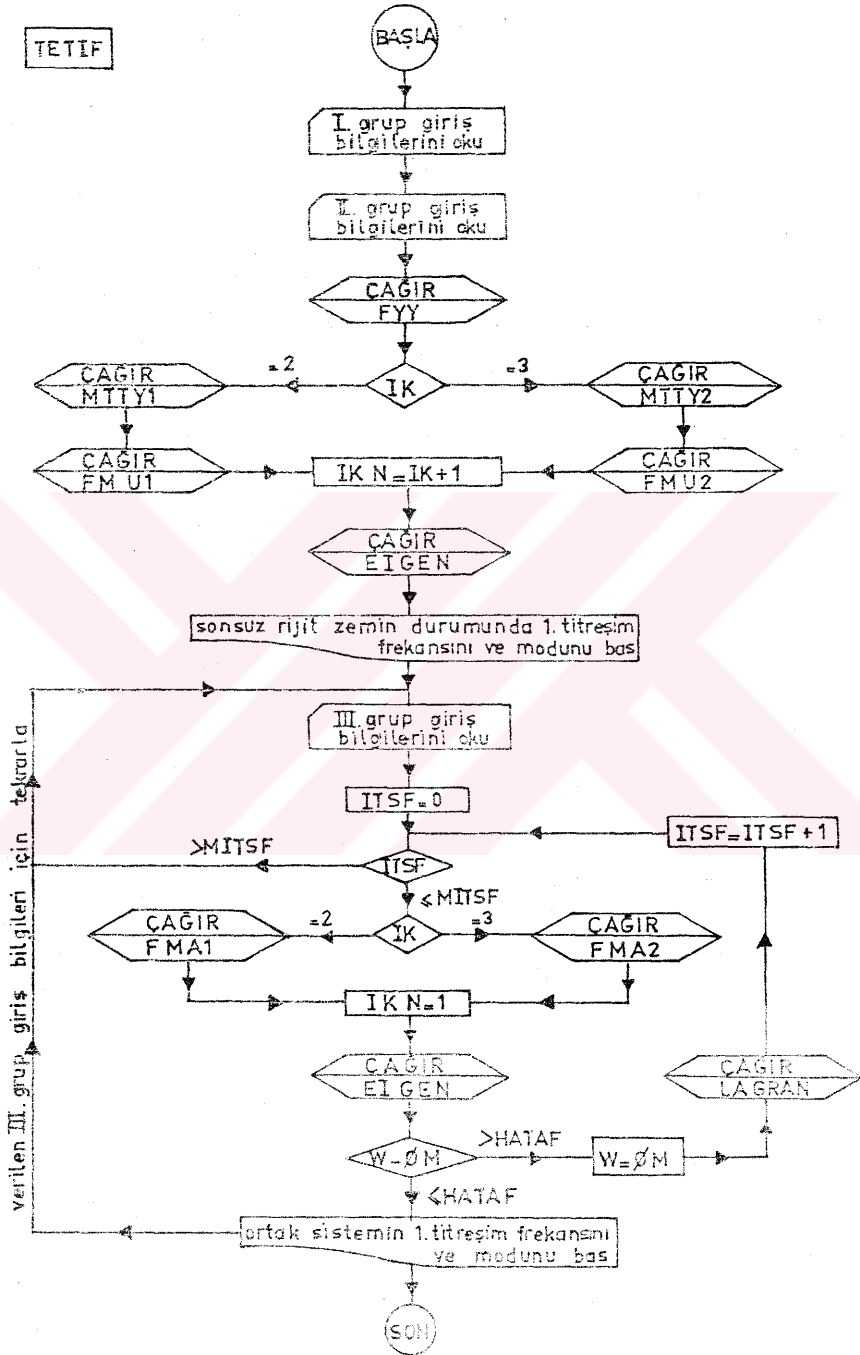
TETIF ve TRANS programları, tek ve iki üstyapı durumlarını kapsadıklarından, bu iki durumu tanımlayan bir anahatar değişkenin giriş bilgisi olarak verilmesi gerekmektedir. IK program sembolü ile gösterilen ve aynı zamanda rijit temelin serbestlik derecesini ifade eden değişken, tek üstyapı durumunda 2, iki üstyapı durumunda ise 3 değerini almaktadır.

TETIF ve TRANS programları, büyük kısmı aynı olan giriş bilgileri ile çalışmaktadır. Her iki program için ortak olan I. ve III. Grup giriş bilgileri Tablo IX.5 de özetlenmiştir. Programlara özgü diğer giriş bilgileri ise aşağıdaki Kısım IX.3.1 ve Kısım IX.3.2 de verilmiştir.

IX.3.1. TETIF Programı

Bu program, tek veya yanyana iki eş üstyapıdan oluşan üstyapı-zemin ortak sisteminin birinci titreşim frekansını hesaplamakta ve titreşim modunu elde etmektedir. Programın genel akış diyagramı Şekil IX.2 de görülmektedir. TRANS programı ile ortak olan I. ve III. grup giriş bilgileri Tablo IX.5 de, TETIF programına özgü II. grup ek giriş bilgileri ise Tablo IX.6 da özetlenmiştir.

TETIF programında, I. ve II. grup giriş bilgilerinin okunmasından sonra çağırılan FYY altprogramı, üstyapı olarak gözönüne alınan kayma çerçevesinin fleksibilite matrisini kurmaktadır. Matrisin doğrudan doğruya kurulabilmesini sağlamak için, Kısım VI.2.1 deki (VI.23) bağıntılarından yararlanılmaktadır. Program, daha sonra, IK giriş değişkeninin aldığı değere göre, tek veya iki eş üstyapı durumuna dallanmaktadır. MTTY1 adlı altprogram, tek üstyapı durumu için Kısım VI.1 de elde edilen $[M_o]_{tt}$ ve $[M_o]_{ty}$ alt matrislerini kurmaktadır. FMU1 adlı altprogramı ise, (VI.22) bağıntıları ile verilen $[E]_{yt}$ ve $[E]_{yy}$ alt matrislerini üretmek-



Şekil IX.2

TETIF Programının EK Giriş Bilgileri						
Grup No.	Kart No.	Sıra No.	Program Sembolü	Giriş Değişkenini Tanımı	Kolon No.	FORMAT
II	1	1	MITSM	Özel değer hesabında izin verilen maksimum iterasyon sayısı	1-5	I5
		2	MITSF	Frekans iterasyonunda izin verilen maksimum iterasyon sayısı	6-10	I5
	2	1	HATAM	Özel değer hesabında modların yaklaşımı için kabul edilen hata limiti	1-10	E10.0
		2	HATAF	Frekans iterasyonu için kabul edilen hata limiti	11-20	E10.0
	3*		D	Özel değer hesabında tahmin edilen başlangıç modu	1-80	8E10.0

*

Yeteri kadar kartla okunur.

Tablo IX.6

tedir. MTTY2 ve FMU2 adlı altprogramlar, aynı işlemleri iki eş üstyapı durumu için yapmaktadırlar. Bu programların icrasından sonra, $[E]_{yy}$ alt matrisinden yararlanılarak, zemin ortamının gözönüne alınmaması veya diğer deyimle sonsuz rijit zemin durumunda, üstyapının birinci titreşim frekansı hesaplanmaktadır. Bu işlem, Vianello-Stodola yöntemini birinci mod için uygulayan EIGEN adlı altprogramla yapılmaktadır. EIGEN programı için tanımlanan IKN değişkeni

$$IKN = IK + 1$$

şeklinde hesaplanarak, deplasman vektöründe ilk iki veya üç sıraya yerleştirilen bağımsız temel deplasmanları arlanmakta ve sadece üstyapı için özel değer ve titreşim modu elde edilmektedir.

TETIF programının ikinci kısmı, verilen III.Grup giriş bilgilerinin okunması ile başlamakta ve bu kısım, yenilenen III.Grup giriş bilgileri için tekrarlanmaktadır. Böylece üstyapı sistemi sabit tutularak, farklı zemin ve temel koşulları için programın çalıştırılması olanağı sağlanmaktadır. Tablo IX.5 de III.Grup giriş bilgileri içinde yer alan $EK\emptyset$ ve $EM\emptyset$ dizileri, tek veya iki temel durumu için zemin ortamının (2×2) veya (3×3) mertebeden rijitlik ve kütle matrislerini ifade etmektedirler. Bu matrisler, ayrıntıları Kısım IX.2 de açıklanan RITER1, RITEK1, RITER2 ve RITEK2 programları ile elde edilmektedir. Bu programların birer altprogramı olarak düzenlenmesi ve TETIF programı içinde üretilmeleri mümkündür. Ancak, kütle matrisi titreşimin frekansına bağlı olduğundan, bu matrisi üreten RITEK1 ve RITEK2 programlarının, birer altprogram olarak TETIF programı tarafından iterasyon sayısı kadar çağırılmaları gerekmektedir. RITEK1 ve RITEK2 programlarının icra sürelerinin pek kısa olmayışı nedeni ile bu programlar çeşitli a_0 boyutsuz frekans değerleri için bağımsız olarak icra edilmiş, elde edilen sonuçların TETIF programında kullanılabilmesi için Lagrange interpolasyonundan yararlanılmıştır. Tablo IX.5 de I. Grup giriş bilgileri içinde yer alan LG değişkeni, kullanılabilecek a_0 boyutsuz frekanslarının sayısını, ASL değişkeni ise bunların değerlerini göstermektedir. NLG giriş değişkeni yardımı ile interpolasyonun kaç nokta arasında yapılacağı belirtilmektedir. İnterpolasyon, LAGRAN adlı altprogramdan yararlanılarak yapılmaktadır. TETIF programının ikinci kısmında bulunan FMA1 altprogramı, tek üstyapı durumu için, (VI.22) bağıntılarında yer alan ve frekansa bağlı olarak değişen $[E]_{tt}$ ve $[E]_{ty}$ alt matrislerini üretmektedir. Aynı işlemler, iki üstyapı durumu için FMA2 altprogramı ile gerçekleştirilmektedir. Daha sonra, $IKN = 1$ alınarak çağırılan EIGEN altprogramı ile ortak sistemin birinci titreşim frekansı ve modu hesaplanmaktadır. Hesaplanan özel değer, bir önceki adımda hesaplanan değere eşit oluncaya veya verilen maksimum iterasyon sayısına erişilinceye kadar işleme devam edilmektedir.

TETIF programının çıkış bilgileri olarak, I. ve II.grup giriş bilgilerinden sonra, sonsuz rijit zemin durumu için üstyapı birinci titreşim frekansı ve modu basılmaktadır. Programın ikinci kısmının icrası sonucunda ise, ortak siste-

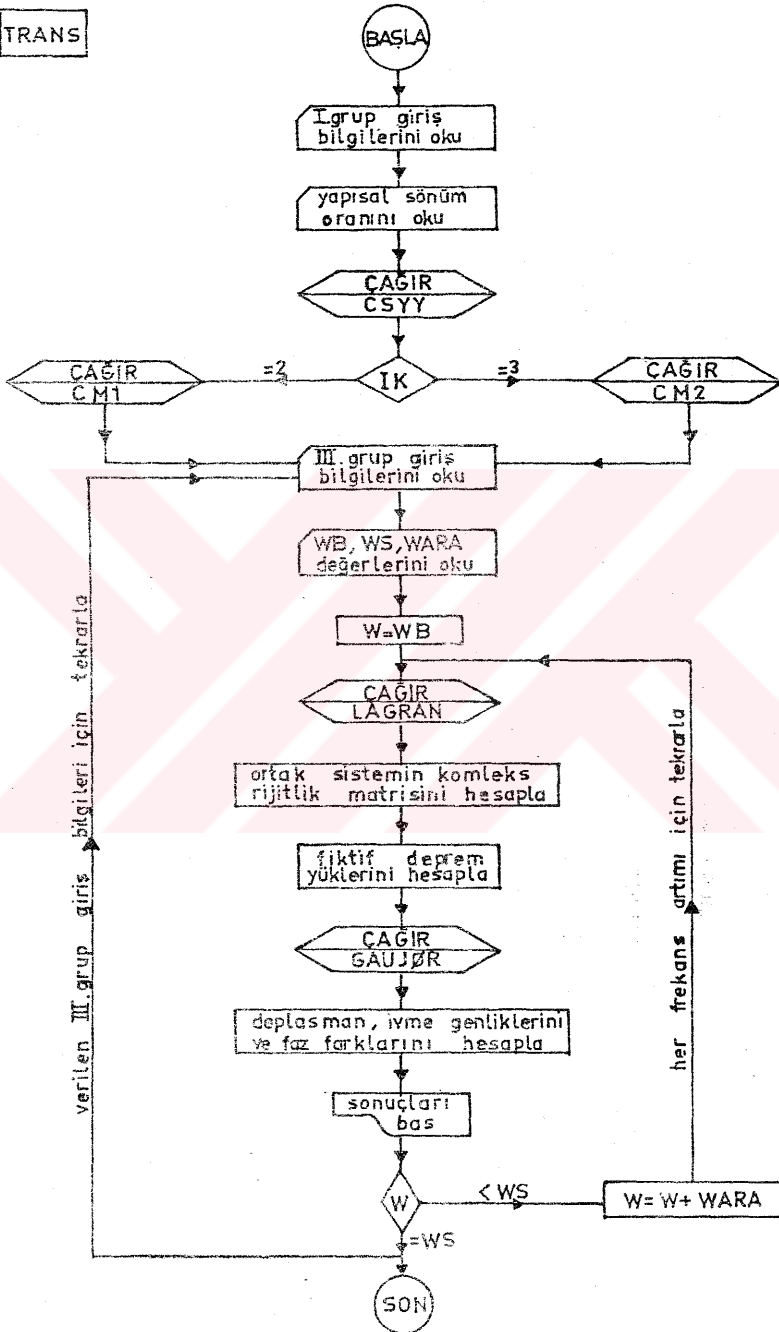
min birinci titreşim frekansı ve modu ile iterasyon sayısı basılmaktadır.

IX.3.2. TRANS Programı

Bu program, tek veya yanyana iki eş üstyapı durumunda üstyapı-zemin ortak sisteminin, tanımı VI. Bölümde verilen transfer fonksiyonlarını elde etmektedir. Programın genel akış diyagramı Şekil IX.3 de görülmektedir. TETIF programı ile ortak olan I. ve III. grup giriş bilgileri Tablo IX.5 de özetlenmiştir. Şekil IX.3 deki akış diyagramında görüldüğü gibi, I. grup giriş bilgilerinin ardından, üstyapının yapısal sönüm oranı okunmaktadır. Program sembolü BETA olan değişkenin giriş formatı E10.0 dır. III. grup ortak giriş bilgilerinden sonra okunan kart; WB, WS ve WARA değişkenlerini kapsamaktadır. WB ve WS değerleri, harmonik zor için gözönüne alınan frekans bölgesinin alt ve üst sınırlarını göstermektedirler. WARA değişkeni ise, frekans değerleri üzerinde yapılan eşit değerli artımları ifade etmektedir.

TRANS programında ilk olarak çağırılan CSYY adlı alt-program, yapısal sönümlü üstyapının kompleks rijitlik matrisini kurmaktadır. Daha sonra, IK değişkeninin değerine göre çağırılan CM1 ve CM2 altprogramları, bir ve iki üstyapı durumları için ortak sistemin kütle matrisini üretmektedirler. TRANS programının ikinci kısmı, III. grup giriş bilgilerinin okunması ile başlamakta ve bu kısım, yenilenen III. grup giriş bilgileri için tekrarlanmaktadır. Bu kısımda yer alan LAGRAN altprogramı, TETIF programında olduğu gibi, ortamın kütle matrisinin elde edilmesi için Lagrange interpolasyonu yapmaktadır. GAUJØR adlı altprogram ise, harmonik zor etkisi altında elde edilen kompleks katsayılı lineer denklem takımını Gauss-Jordan yöntemi ile çözmektedir. Elde edilen kompleks genlik vektöründen yararlanılarak, deplasman ve ivmelerin mutlak genlikleri ve faz farkları hesaplanmakta ve her frekans değeri için basılmaktadır.

TRANS



Şekil IX.3

IX.4. DÖRDÜNCÜ GRUP PROGRAMLAR

Bu grupta yer alan programlar, üstyapı-zemin ortak sisteminin ve sonsuz rijit zemin durumunda üstyapının deprem hesabını yapmaktadır. Üstyapı-zemin ortak sisteminin deprem hesabı için bu çalışmada uygulanan yöntemle ilgili ayrıntılar VIII. Bölümde açıklanmıştır.

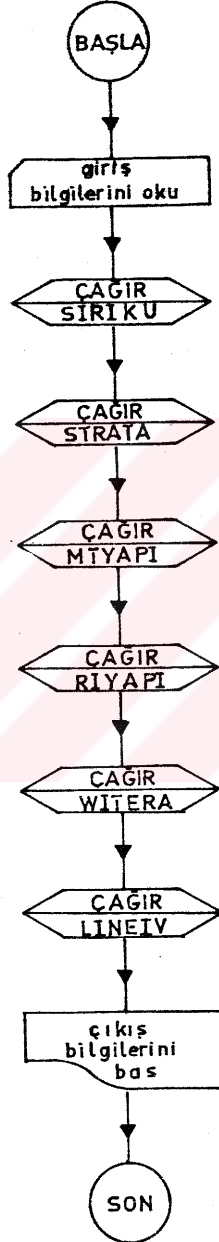
Aşağıda açıklanacak olan programlar, lineer elastik zemin ve üstyapı için hazırlanmışlardır. Ancak, lineer olmayan sistemlerde, yeterince küçük zaman ve şekil değiştirme artımlarında, sistemlerin lineer elastik olarak davrandığı kabul edilmektedir. Bu bakımdan, bu tür sistemlerin hesabı da lineer elastik hesaba indirgenmiş olmaktadır.

IX.4.1. ORSIDE Programı

Bu program, ayrıntıları IX. Bölümde açıklanan yöntem çerçevesinde, üstyapı-zemin ortak sisteminin deprem hesabının yapılmasını sağlamaktadır. Programın genel akış diyagramı Şekil IX.4 de, giriş bilgileri ise Tablo IX.7 de verilmiştir.

Kısım II.5 ve Kısım VIII.1 de açıklandığı gibi üstyapı-zemin ortak sisteminin deprem hesabı için bu çalışmada geliştirilen modelde, zemin ortamı belirli bir derinliğe kadar sonlu elemanlarla idealleştirilmektedir. ORSIDE programında bu zemin kesiminin, kendi içinde homogen olan yatay tabakalardan oluştuğu kabul edilmiştir. Tabakaların ayrıklaştırılması için, deplasman değişimi ayrıtları boyunca lineer olan dikdörtgen sonlu elemanlardan yararlanılmıştır. Sonlu elemanlarla idealleştirilen zemin kesiminin altında bulunan tek tabakalı ortamda, düğüm noktaları aralıkları birbirlerine eşit olarak alındığından, sistemdeki tüm dikdörtgen sonlu elemanların yatay ayrıtları eşit uzunluklu olmaktadır (Bkz. X.Bölüm, Şekil X.20). Bu durumda, her yatay tabaka için sadece bir tek sonlu elemana ait özelliklerin giriş bilgisi olarak verilmesi yeterli olmaktadır. TETIF ve TRANS programlarında olduğu gibi, ORSIDE programında da üstyapı

ØRSIDE



Şekil IX.4

ØRSIDE programının Giriş Bilgileri					
Kart No.	Sıra No.	Program Sembölü	Giriş Değişkeninin Tanımı	Kolon No.	FORMAT
1	1	NK	Üstyapının kat sayısı	1-5	I5
	2	CA	Çerçeve aralığı	6-15	E10.0
2*		H	Kat yükseklikleri	1-80	8E10.0
3*		EK	Her katta kayma rijitliklerinin toplamı	1-80	8E10.0
4*		EM	Her katta kütlelerin toplamı	1-80	8E10.0
5	1	KTAB	Sonlu elemanlarla idealleştirilen bölgede zemin tabakalarının sayısı	1-5	I5
	2	NZ	Yarım sistemde, yatay doğrultuda her tabaka için eşit olan düğüm noktası sayısı	6-10	I5
6	1	NTEM	Temel tabanındaki düğüm noktaları aralıklarının yarısı	1-5	I5
	2	KTEM	Temelin zemine gömülü olup olmadığını belirleyen değişken (KTEM = 0 ise temel yüzeysel, KTEM ≠ 0 ise zemine gömülü)	6-10	I5
7	1	HT	Temel yüksekliği	1-10	E10.0
	2	RØT	Temelin birim hacim kütlesi	11-20	E10.0
8	1	VS	Tek tabakalı sonsuz ortamın kayma dalgası hızı	1-10	E10.0
	2	RØ	Ortamın birim hacim kütlesi	11-20	E10.0
	3	PØI	Ortamın Poisson oranı	21-30	E10.0
	4	A	Ortam sınırında düğüm noktaları ara uzaklığı	31-40	E10.0

* Yeteri kadar kartla okunur.

Tablo IX.7.

ØRSIDE Programının Giriş Bilgileri					
Kart No.	Sıra No.	Program Sembolü	Giriş Değişkeninin Tanımı	Kolon No.	FORMAT
8	5	AL	Tabaka yüksekliğinin düğüm noktaları ara uzaklığına oranı	41-50	E10.0
9	1	BETA	Sistemin yapısal sönüm oranı	1-10	E10.0
	2	TETA	Lineer ivme yönteminde kullanılan ekstrapolasyon katsayısı	11-20	E10.0
10*	1	Q	Rayleigh oranı ile birinci titreşim frekansının hesabında, ilk yaklaşım olarak tahmin edilen yük vektörü	1-80	8E10.0
11	1	MTS	1. titreşim frekansı hesabında max. iterasyon sayısı	1-5	I5
	2	HATA	1. titreşim frekansına yaklaşım için kabul edilen hata limiti	6-15	E10.0
12*	1	NØ	Sonuçların basılmasının istendiği bilinmiyen numaraları	1-80	8E10.0
13†	1	VSZ	Tabakanın kayma dalgası hızı	1-10	E10.0
	2	RØZ	Tabakanın birim hacim kütleli	11-20	E10.0
	3	PØIZ	Tabakanın Poisson oranı	21-30	E10.0
	4	B	Tabakanın yüksekliği	31-40	E10.0

* Yeteri kadar kartla okunur.

† Sonlu elemanlarla idealleştirilen bölgede her zemin tabakası için SIRIKU altprogramı tarafından okunur.

Tablo IX.7 (Devam)

sisteminin birbirlerine paralel kayma çerçevelerinden oluştuğu kabul edilmekte ve üstyapı temeli sonsuz rijit bir plak olarak gözönüne alınmaktadır. Program ayrıca temelin bir kısmının veya tümünün zemine gömülü olması durumunu da kapsamaktadır.

ØRSIDE programında tek üstyapı durumu gözönüne alınmaktadır. Bu durumda sistem antimetrik olarak şekil değiştirdiğinden, hesap sistemin yarısı ile yapılabilir.

ØRSIDE programı, Şekil IX.4 de görüldüğü gibi, birbiri ardından çağırılan altı altprogramdan oluşmaktadır.

SIRIKU adlı altprogram, zeminin sonlu elemanlarla idealleştirilen kesimi ile ilgili rijitlik ve kütle alt matrislerini kurmaktadır. Altprogramın ürettiği rijitlik alt matrisleri, VIII.Bölümde, rijit temel durumu için (VIII.4) bağıntısı ile verilen sistem rijitlik matrisindeki $[S]_{zz}$, $[S]_{zs}$, $[S_o]_{zt}$, $[S_o]_{tt}$ alt matrisleri ile (VIII.2) bağıntısındaki $[S]_{ss}$ alt matrisine sonlu elemanların katkısını ifade eden $[S]_{ss}^z$ alt matrisidir. Altprogramda ayrıca, rijit temel durumu için (VIII.22) ile verilen sistem kütle matrisindeki $[M]_{ss}$, $[M]_{zz}$ alt matrisleri ile temele bağlı olan sonlu elemanların $[M_o]_{tt}$ matrisine katkısını ifade eden ve (VIII.23) bağıntısındaki ikinci terimi oluşturan alt matris üretilmektedir. Üstyapı temeline bağlı olan sonlu elemanlarla ilgili alt matrislerin bağımsız temel deplasmanlarına göre indirgenmesi için (VIII.10) ve (VIII.12) bağıntılarından yararlanılmıştır. SIRIKU altprogramında ilk olarak, her yatay tabaka için, o tabakada yer alan tipik sonlu elemana ait özellikler okunmakta; çağırılan ELRIMA adlı altprogram düzlem şekil değiştirme durumu için dikdörtgen sonlu elemana ait birim deplasman matrisini üretmektedir. Daha sonra, söz konusu tabakada yer alan sonlu elemanların, yukarıda tanımlanan alt matrislere katkısı hesaplanmakta ve bu işlem bütün tabakalar için tekrarlanmaktadır. ØRSIDE programında giriş bilgisi olarak verilen KTEM değişkeni aracılığı ile, üstyapı temelinin zemine gömülü olup olmaması durumları gözönüne alınabilmektedir (Bkz. Tablo IX.7).

İkinci sırada çağırılan STRATA adlı altprogram, sistem rijitlik matrisinin tek tabakalı sonsuz ortamla ilgili $[S]_{ss}^s$ alt matrisinin statik kısmı olan ve (VIII.3) ifadesindeki ilk terimi oluşturan $[S]_{ss}^s$ alt matrisini üretmektedir. Bu amaçla, STRATA altprogramının içinde, önce BIDE altprogramı çağırılarak statik birim deplasman sabitleri hesaplanmakta ve daha sonra çağırılan ANTIMA adlı altprogram yardımı ile tek tabakalı ortama ait antimetrik rijitlik matrisi elde edilmektedir.

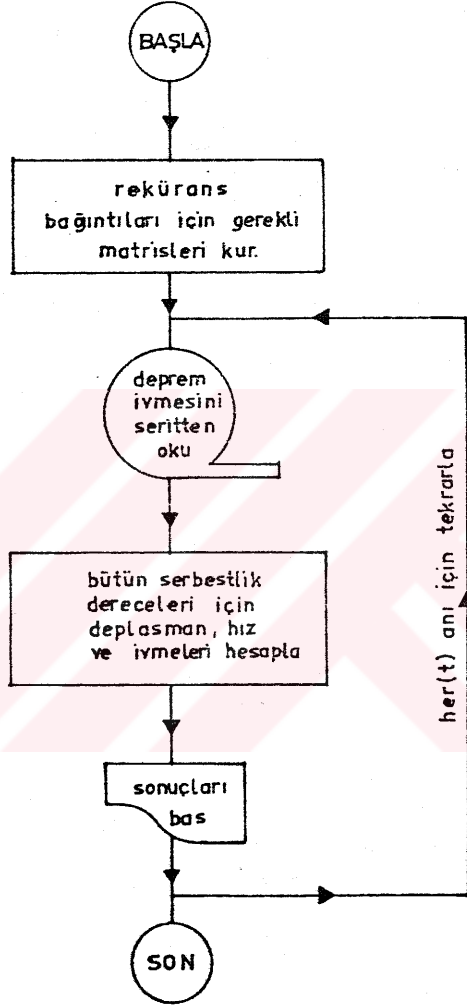
STRATA altprogramından sonra çağırılan MTYAPI adlı altprogram, rijit temel durumu için (VIII.22) ifadesinde yer alan $[M_o]_{tt}$ ve $[M_o]_{ty}$ kütle alt matrislerini üretmekte, RIYAPI adlı altprogram ise üstyapının yatay rijitlik matrisini elde etmektedir.

WITERA adlı altprogram, tek tabakalı sonsuz ortamın dinamik rijitlik matrisinin frekansa bağıllığını gözönünde tutarak, üstyapı-zemin ortak sisteminin birinci titreşim frekansını hesaplamakta, bu işlem sırasında elde ettiği kütle matrisinden yararlanarak, (VIII.3) ile verilen $[S]_{ss}^s$ alt matrisini üretmektedir. Birinci titreşim frekansının hesabı için Rayleigh oranı ardışık olarak elde edilmekte, bu işlem sırasında frekansa bağlı olarak değişen kütle matrisi, her adımda MTRATA adlı altprogram yardımı ile kurulmaktadır. MTRATA altprogramı kütle matrisini, BIVME ve ANTIMA altprogramlarından yararlanarak üretmektedir.

ORSIDE programında, ortak sistemin kütle ve rijitlik matrisleri kurulduktan sonra, (VIII.20) bağıntısı ile eşdeğer viskoz sönüm matrisi elde edilmekte ve son adımda LINEIV adlı altprogram çağırılmaktadır.

LINEIV altprogramı, θ ekstrapolasyon katsayısı yardımı ile çözüm stabilitesi sağlanan lineer ivme yöntemini [71] probleme uygulayarak, üstyapı-zemin ortak sistemini, bilinen gerçek bir deprem kaydına göre hesaplamaktadır. Deprem kaydı, belirli zaman aralıklarında elde edilmiş ivme değerleri olarak manyetik şeritten alınmakta ve programa giriş bilgisi olarak aktarılmaktadır. LINEIV altprogramının genel

LINEIV



Şekil IX.5

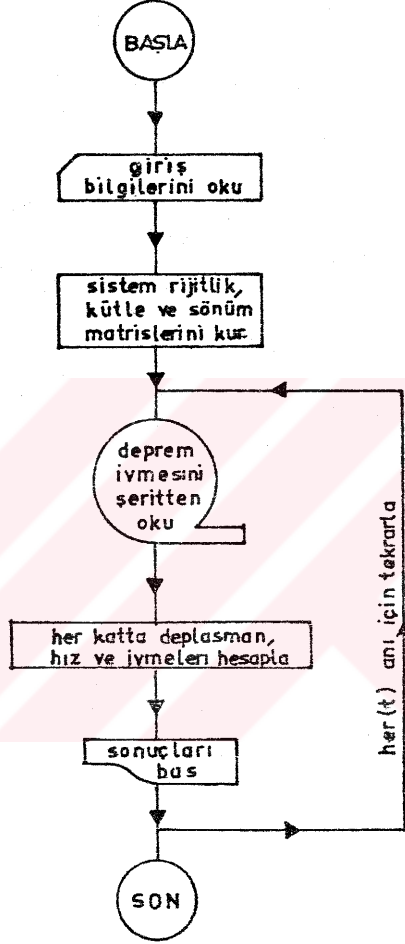
akış diyagramı Şekil IX.5 de verilmiştir.

ØRSIDE programında çıkış bilgileri olarak önce, giriş bilgileri olarak okunmuş bulunan sistem özellikleri basılmaktadır. Bu bilgilerin ardından, WITERA altprogramı tarafından hesaplanan birinci titreşim frekansı basılmaktadır. Daha sonra, 12 No.lu giriş kartı ile okunan düğüm noktalarındaki deplasman ve ivme değerleri ile deprem ivmesinin değeri ve LINEIV altprogramında hesaplanan üstyapı toplam kesme kuvveti, her (t) anı için yapılan hesap sonucunda dış ortama alınmaktadır.

IX.4.2. UYSIDE Programı

Bu program, sonsuz rijit zemin durumunda, üstyapı sisteminin deprem hesabını lineer ivme yöntemi ile yapmaktadır. Programın genel akış diyagramı Şekil IX.6 da verilmiş, giriş bilgileri ise Tablo IX.8 de özetlenmiştir. Sistem rijitlik, sönüm ve kütle matrislerinin kurulmasından sonra, lineer ivme yöntemi ile her kattaki deplasman, hız ve ivme değerleri, gerçek bir deprem kaydına göre hesaplanmaktadır. Lineer ivme yönteminin stabilitesini sağlamak üzere burada da θ ekstrapolasyon katsayısından yararlanılmıştır. ØRSIDE programında olduğu gibi, deprem kaydı manyetik şeritten alınarak programa giriş bilgisi olarak verilmektedir. Programın çıkış bilgileri olarak, sistem özelliklerinin basılmasından sonra, deprem ivmesinin değeri ve her katta hesaplanan deplasman, hız, ivme değerleri ile üstyapıya etkileyen toplam kesme kuvveti, her (t) anı için yapılan hesap sonucunda dış ortama alınmaktadır.

UYSIDE



Şekil IX.6

UYSIDE Programının Giriş Bilgileri					
Kart No.	Sıra No.	Program Sembolü	Giriş Değişkeninin Tanımı	Kolon No.	FORMAT
1	1	NK	Üstyapının kat sayısı	1-5	I5
2*		H	Kat yükseklikleri	1-80	8E10.0
3*		EK	Her katta kayma rijitliklerinin toplamı	1-80	8E10.0
4*		EM	Her katta kütlelerin toplamı	1-80	8E10.0
5	1	BETA	Sistemin yapısal sönüm oranı	1-10	E10.0
	2	TETA	Lineer ivme yönteminde kullanılan ekstrapolasyon kat sayısı	11-20	E10.0

* Yeteri kadar kartla okunur.

Tablo IX.8

BÖLÜM X

SAYISAL ÖRNEKLER

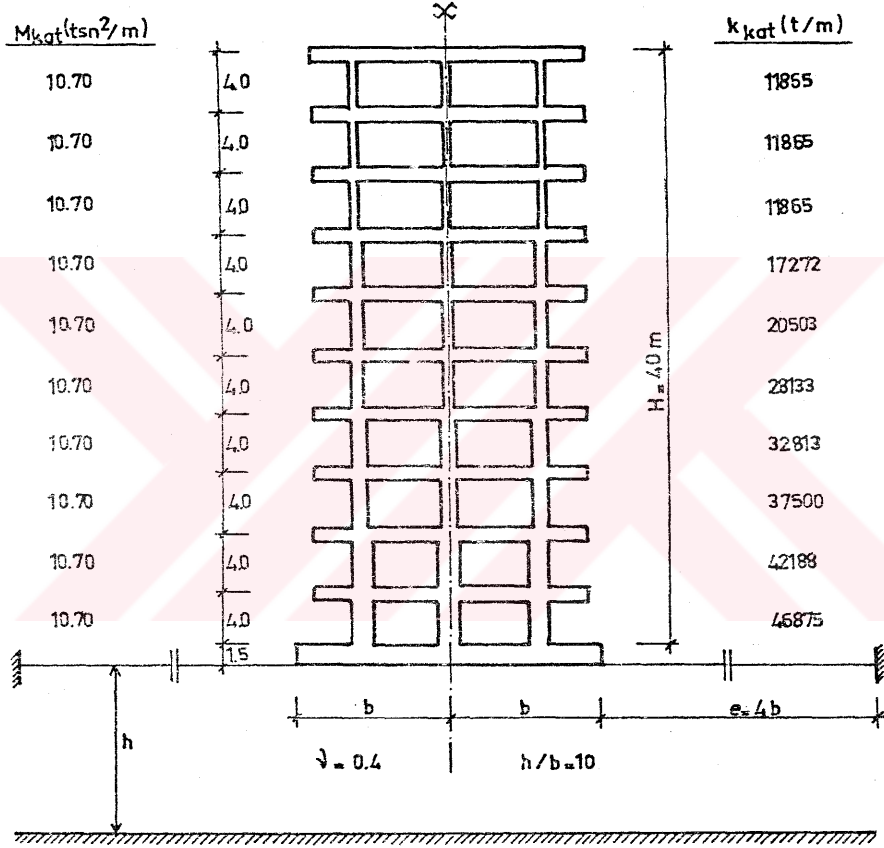
X.1- ÖRNEK 1 : TEK ÜSTYAPI DURUMUNDA ORTAK SİSTEMİN SERBEST TİTREŞİMİ

Bu sayısal örnekte, VII.Bölümde yapılan idealleştirme çerçevesinde, bir üstyapı ile zeminden oluşan ortak sistemin serbest titreşimi incelenmiştir.Örnekte, kayma çerçevesi olarak idealleştirilen üstyapı sistemi sabit tutularak, farklı zemin ve temel koşulları için ortak sistemin birinci titreşim frekansı hesaplanmıştır. Ayrıca, birinci titreşim frekansı civarındaki bir frekans bölgesinde, ortak sistem harmonik yer hareketi ile titreştirilerek, bazı dinamik büyüklüklere ait transfer fonksiyonlarının bu bölgedeki değişimi elde edilmiştir.

Bu örnekteki üstyapı sistemi, 5 m lik aralıklarla birbirlerine paralel olarak yerleştirilen 10 katlı düzlem çerçevelerden oluşmaktadır. Kayma çerçevesi olarak idealleştirilen herhangi bir üstyapı çerçevesi ile zeminden oluşan ortak sistem ve özellikleri Şekil X.1 de görülmektedir. Zemin ortamının gözönüne alınmaması halinde üstyapı çerçevesinin birinci titreşim periyodu,

$$T_1^{(r)} = 0,81 \text{ sn}$$

olarak hesaplanmıştır. Bu değer, örnek olarak alınan 10 katlı üstyapı çerçevesinin normal bir rijitliğe sahip bulunduğunu göstermektedir. Örnek sistemde üstyapı temeli sonsuz rijit olarak kabul edilmektedir. Temel genişliği olarak sırası ile, $2b = 13,33 \text{ m}$, 16 m ve 20 m lik genişlikler alınmıştır. Bu duruma göre, toplam üstyapı yüksekliğinin temel genişliğine oranı sırası ile, $H/(2b) = 3,0$; $2,5$ ve $2,0$ olmaktadır. Dört değişik zemin durumu için hesap yapılmıştır.



Şekil X.1

Gözönüne alınan zeminlerin kayma dalgası hızları sırası ile, $V_s = 100; 200; 300$ ve 400 m/sn dir. Bütün zeminlerin Poisson oranı $\nu = 0,40$ dır. Antimetrik şekil değiştirme durumuna göre sonsuz rijit temel için elde edilen (2×2) mertebeden rijitlik ve kütle matrislerinin hesabında, temel tabanının yarısında 10 düğüm noktası alınmış; temelin dışında bir tarafta kalan düğüm noktalarının sayısı 40 olarak sınırlandırılmıştır (Bkz.Kısım V.2).

Yukarıdaki verilere göre, üstyapı-zemin ortak sisteminin birinci titreşim periyodu, ayrıntıları IX.Bölümde açıklanan TETIF adlı program yardımı ile elde edilmiştir. Birinci titreşim periyodunun, gözönüne alınan temel ve zemin parametrelerine göre değişimi Tablo X.1 de özetlenmiştir.

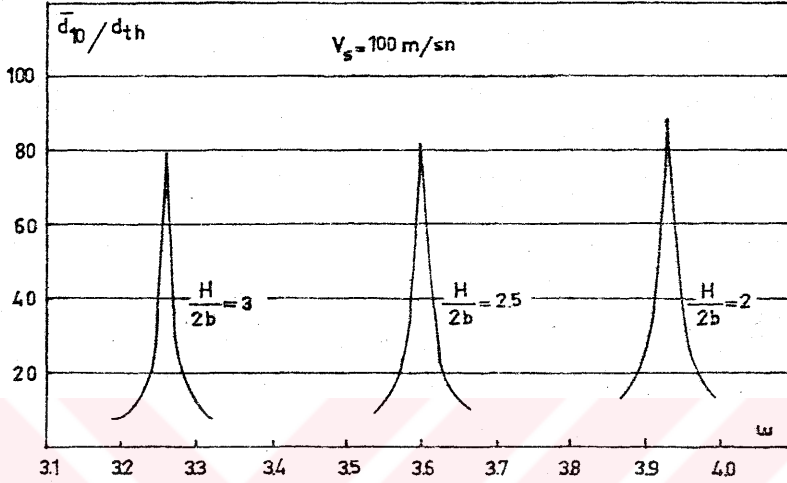
Üstyapı-zemin ortak sisteminin birinci titreşim periyodu = T_1 (sn)					
$\frac{H}{2b}$	Zeminin kayma dalgası hızı $V_s=(m/sn)$				
	100	200	300	400	∞
3,0	1,9273	1,1858	0,9927	0,9167	0,8107
2,5	1.7466	1,1099	0,9520	0,8919	0,8107
2,0	1.5997	1,0485	0,9191	0,8719	0,8107

Tablo X.1

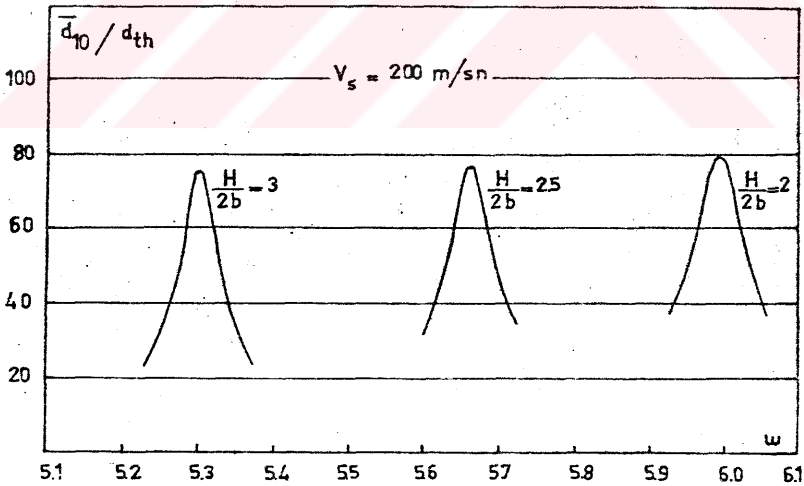
Tablo X.1 de görüldüğü gibi, ortak sistemin birinci titreşim periyodu, $H/(2b)$ oranının artması ve zeminin zayıflaması ile orantılı olarak belirgin bir artış göstermektedir.

Zeminin katkısı nedeni ile üstyapının davranışında ortaya çıkan değişimleri saptamak amacı ile, örnek sistem birinci serbest titreşim frekansı civarında, birim genlikli harmonik yer hareketi ile titreştirilmiş ve Kısım VI.2 de tanımlanan transfer fonksiyonları elde edilmiştir. Bu fonksiyonların sayısal hesabında, ayrıntıları IX.Bölümde açıklanan TRANS adlı programdan yararlanılmıştır. Rezonans durumunda dinamik büyüklüklerin sonsuza gitmesini önlemek amacı ile sadece üstyapıda yapısal nitelikte küçük bir sönümün bulunduğu kabul edilmiş ve hesapların tümünde yapısal sönüm oranı olarak $\beta = 0,01$ alınmıştır.

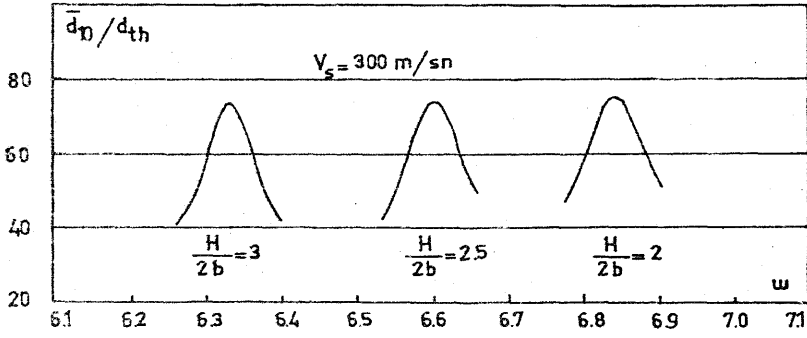
Gözönüne alınan dört zemin türü için, üstyapının 10. katına ait deplasman transfer fonksiyonları Şekil X.2, Şekil X.3, Şekil X.4 ve Şekil X.5 de görülmektedir. Zeminin sonsuz rijit olması halinde, aynı deplasmana ait transfer fonksiyonu Şekil X.6 da gösterilmiştir. Şekillerde $\bar{d}_{10}$ ile gösterilen 10. kat deplasmanı, sistemde şekil değiştirme meydana getiren kat deplasmanıdır. Bu deplasmana, temelden "kuasi-statik" anlamda aktarılan deplasmanların da eklenmesi ile elde edilen d_{10} toplam deplasmanına ait transfer fonksiyonları ise, Şekil X.7, Şekil X.8, Şekil X.9 ve Şekil X.10 da görülmektedir. Şekillerin incelenmesinden anlaşılabilir gibi, $\bar{d}_{10}$ ve d_{10} deplasmanlarına ait maksimum genlikler, zemin ortamı sağlamlaştıkça küçülme ve sonsuz rijit zemin durumu için elde edilen değere doğru yaklaşmaktadırlar. Öte yandan, üstyapının temele göre basıklığını ifade eden $H/2b$ oranı büyüdükçe $\bar{d}_{10}$ deplasmanı küçülmeğe buna karşın d_{10} toplam deplasmanı büyümektedir. İlk bakışta çelişkili gibi görünen bu durum şu şekilde açıklanabilir : $H/2b$ oranının artması ile temel tabanındaki zeminin açısal rijitliği relatif olarak azalmakta ve temel dönmesi artmaktadır. Bu durumda temelden üstyapıya kuasi-statik anlamda aktarılan deplasmanlar da büyümekte ve sonuç olarak sistemin birinci titreşim frekansı küçülmeğe, frekansın küçülmesi ise üstyapıya gelen eylemsizlik kuvvetlerinin ve dolayısı ile üstyapının $\bar{d}_i$ deplasmanlarının küçülmesi sonucunu doğurmaktadır. Sonsuz rijit üstyapı temelini, yer hareketine göre relatif yer değiştirmesini ifade eden $\bar{d}_{x0}$ deplasmanın $V_s = 100$ m/sn ve $V_s = 200$ m/sn lik zeminler için Şekil X.11 ve Şekil X.12 de gösterilen transfer fonksiyonlarının $H/2b$ oranı ile değişimi de, yukarıdaki açıklamayı doğrulamaktadır.



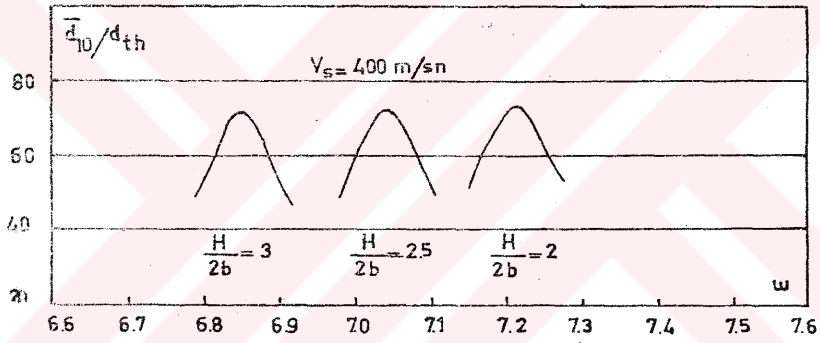
Şekil X.2



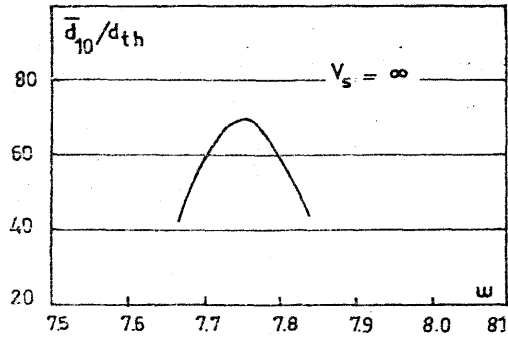
Şekil X.3



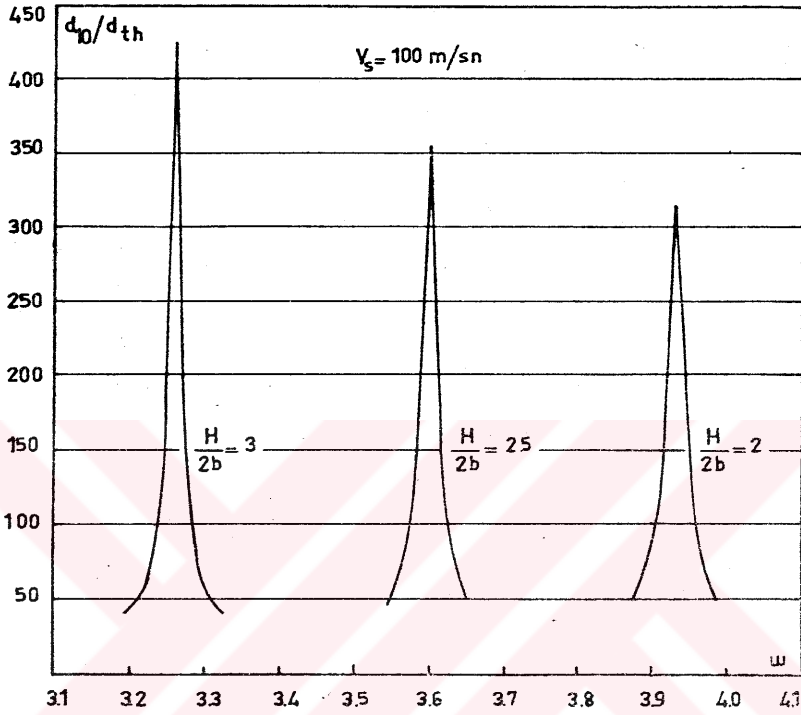
Şekil X.4



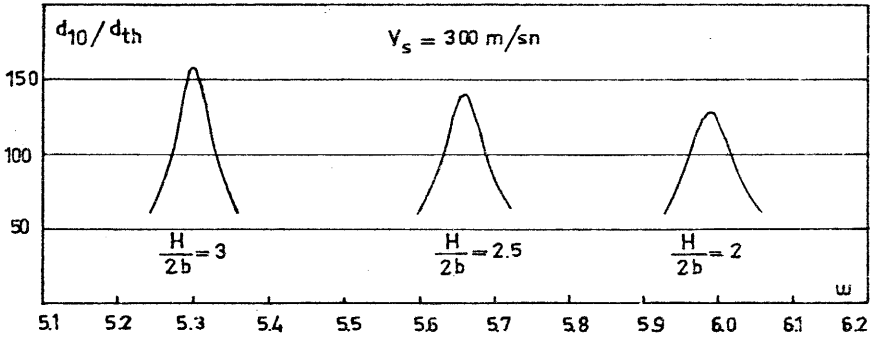
Şekil X.5



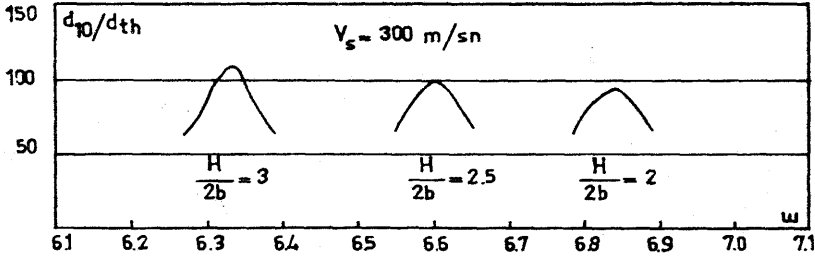
Şekil X.6



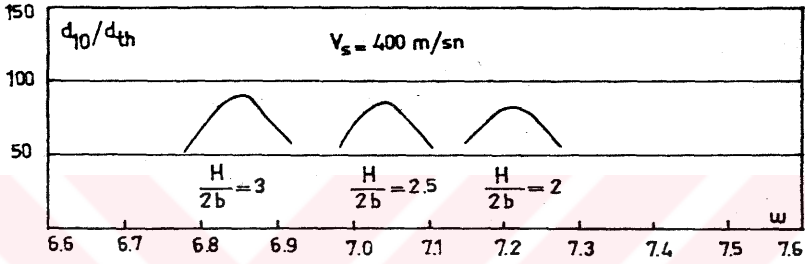
Şekil X.7



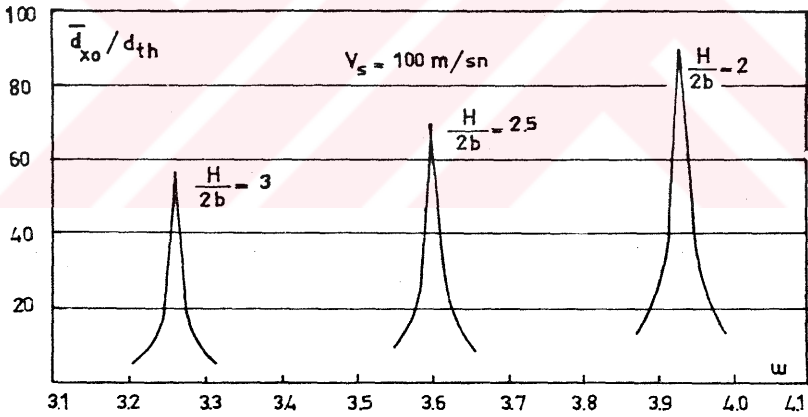
Şekil X.8



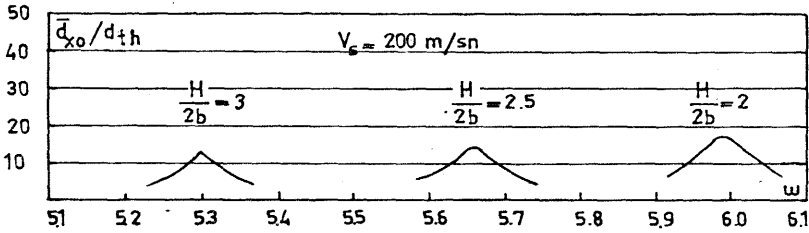
Şekil X.9



Şekil X.10



Şekil X.11

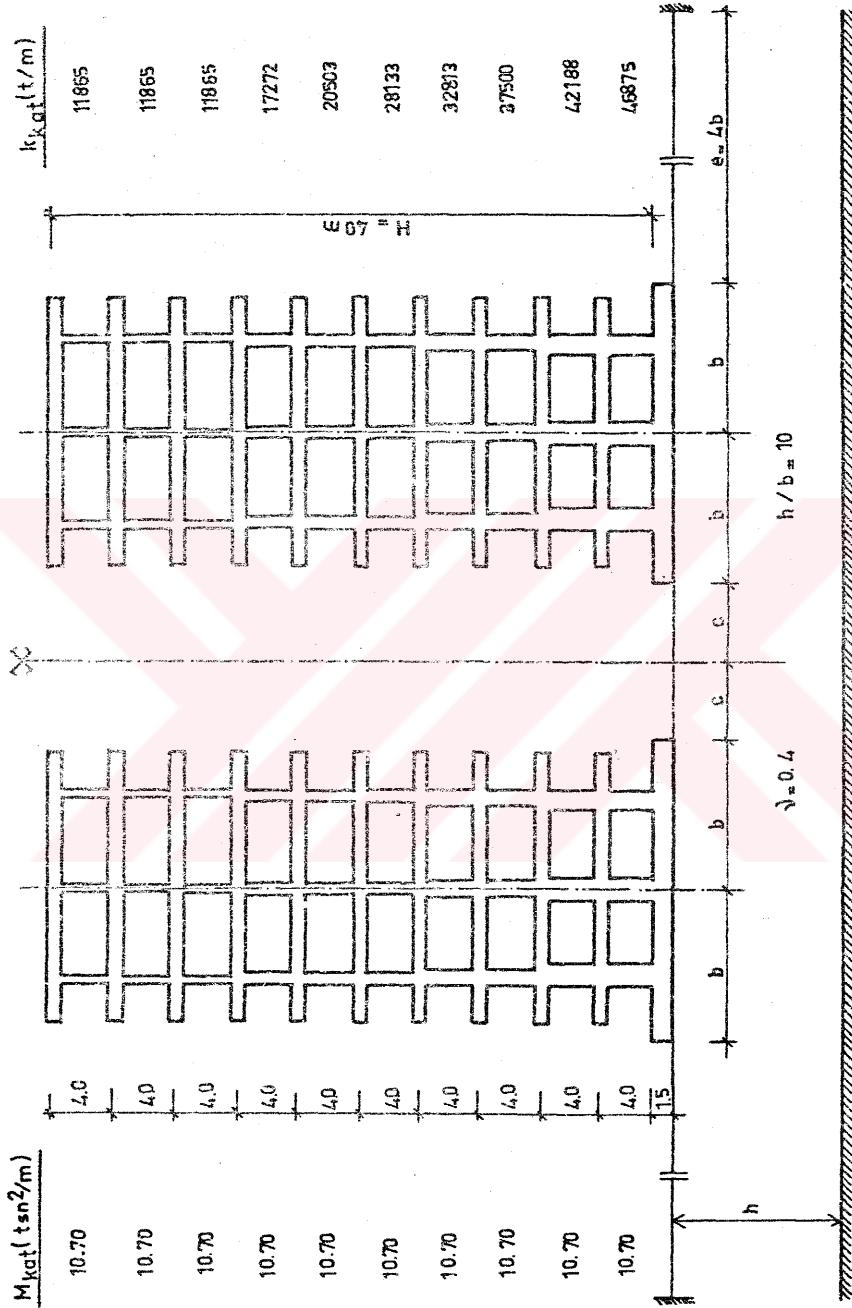


Şekil X.12

X.2- ÖRNEK 2 : İKİ EŞ ÜSTYAPI DURUMUNDA ORTAK SİSTEMİN SERBEST TİTREŞİMİ

Bu sayısal örnekte, VII. Bölümde açıklanan esaslar çerçevesinde, yanyana aynı fazda titreşen iki eş üstyapı ile zeminden oluşan ortak sistemin serbest titreşimi incelenmiştir. İncelemenin amacı, üstyapı ve zemin parametreleri ile birlikte, üstyapıların birbirlerine göre konumlarının ortak sistemin birinci titreşim periyoduna etkisini gösterebilmektir. Tek üstyapı durumu ile karşılaştırma yapılabilmesini sağlamak üzere, ÖRNEK 1' deki üstyapı çerçevesi, yanyana iki eş üstyapının biri olarak gözönüne alınmaktadır. Bu şekilde elde edilen ortak sistem, özellikleri ile birlikte Şekil X.13 de görülmektedir. ÖRNEK 1'de olduğu gibi bu örnekte de, birinci titreşim frekansı civarındaki bölgede transfer fonksiyonlarının değişimi elde edilmiştir. Temel genişlikleri sırası ile, $2b = 13,33$ m ve 16 m olarak alınmıştır. Böylece, toplam yapı yüksekliğinin temel genişliğine oranı sırası ile $H/(2b) = 3,0$ ve 2,5 olmaktadır. ÖRNEK 1' de olduğu gibi, kayma dalgası hızları sırası ile, $V_s = 100 ; 200 ; 300$ ve 400 m/sn olan dört zemin cinsi için birinci titreşim periyodu hesaplanmıştır. Bütün zeminlerde Poisson oranı $\nu = 0,40$ olarak alınmıştır. İki eş üstyapı temeli arasındaki uzaklığın temel genişliğine oranı olarak sırası ile, $c/b = 1,5; 1,0$ ve 0,5 değerleri gözönüne alınmıştır. Sonsuz rijit üstyapı temellerinden her biri için tek tabakalı ortamın (3x3) mertebeden rijitlik ve kütle matrislerinin hesabında, temel tabanında 10; temel tabanı dışında bir tarafta kalan zemin yüzeyinde ise 40 düğüm noktası alınmıştır (Bkz.Kısım V.2).

Yukarıdaki verilere göre, iki eş üstyapı durumunda ortak sistemin birinci titreşim periyodu TETIF adlı programla sayısal olarak elde edilmiştir. Birinci titreşim periyodunun zemin, temel ve iki temel arasındaki uzaklıkla ilgili parametrelere göre değişimi Tablo X.2 de özetlenmiştir.



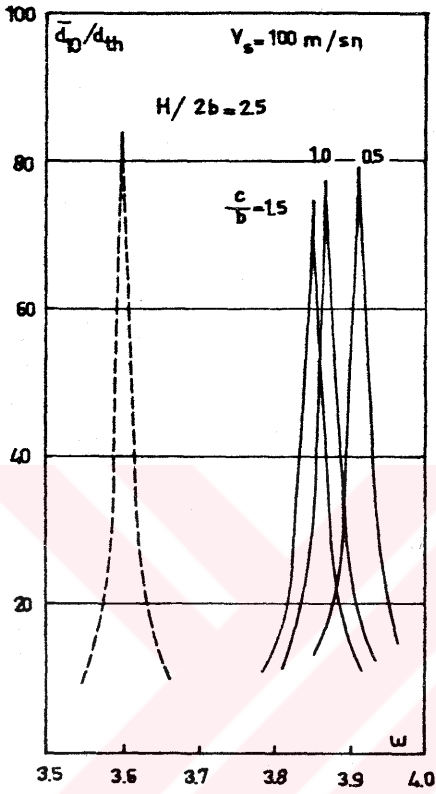
Şekil X.13

İki eş üstyapı durumunda ortak sistemin birinci titreşim periyodu = T_1 (sn)						
$\frac{H}{2b}$	$\frac{c}{b}$	Zeminin kayma dalgası hızı V_s (m/sn)				
		100	200	300	400	∞
3,0	1,5	1,8424	1,1553	0,9779	0,9082	0,8107
	1,0	1,8355	1,1526	0,9765	0,9073	0,8107
	0,5	1,8141	1,1439	0,9719	0,9046	0,8107
2,5	1,5	1,6287	1,0711	0,9342	0,8820	0,8107
	1,0	1,6219	1,0694	0,9334	0,8815	0,8107
	0,5	1,6085	1,0635	0,9304	0,8797	0,8107

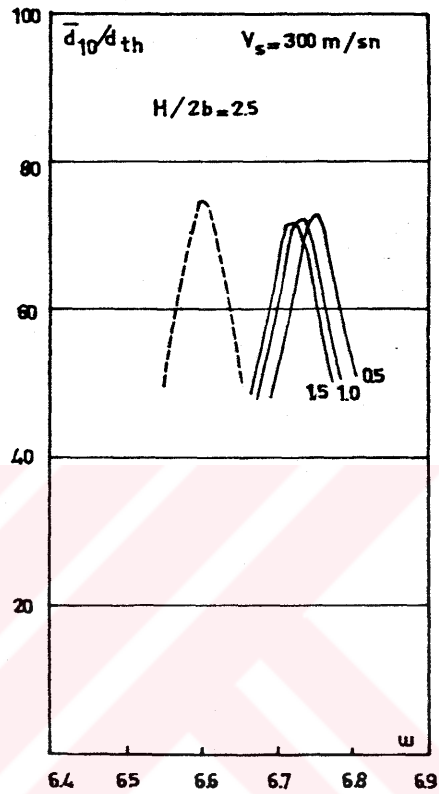
Tablo X.2

Tablo X.2 nin incelenmesinden, c/b oranındaki değişimin, örnek olarak alınan sistemin serbest titreşim periyoduna önemli oranda etkilemediği sonucu çıkarılabilir. $H/2b$ oranının büyük ve zeminin zayıf olduğu durumda c/b oranına göre değişim biraz ortaya çıkmakta, ancak zemin sağlamlaştıkça c/b oranındaki değişim etkisini yitirmektedir. Buna karşın, bu örnekte yer alan iki eş üstyapıdan sadece birinin gözönüne alındığı ÖRNEK 1'deki Tablo X.1 ile Tablo X.2 nin karşılaştırılması halinde, iki eş üstyapı durumunda titreşim periyodunun, tek üstyapı durumuna oranla küçüldüğü görülmektedir. Bunun nedeni, Kısım V.2 deki Şekil V.6 da görüldüğü gibi, temel tabanındaki zeminin açısal rijitliğin, c/b oranının küçülmesine bağlı olarak hızla artmasıdır.

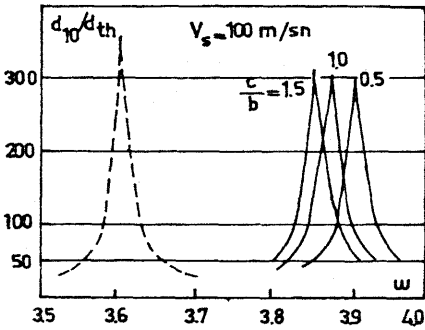
Tek üstyapı durumunda olduğu gibi bu örnekte de, zeminin varlığı nedeni ile sistemi oluşturan üstyapıların davranışında meydana gelen değişimler, transfer fonksiyonları yardımı ile incelenmiştir. Bu fonksiyonların hesabında, ayrıntıları IX. Bölümde açıklanan TRANS-adlı programdan yararlanılmış ve



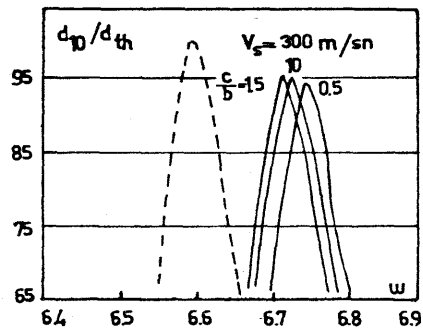
Şekil X.14



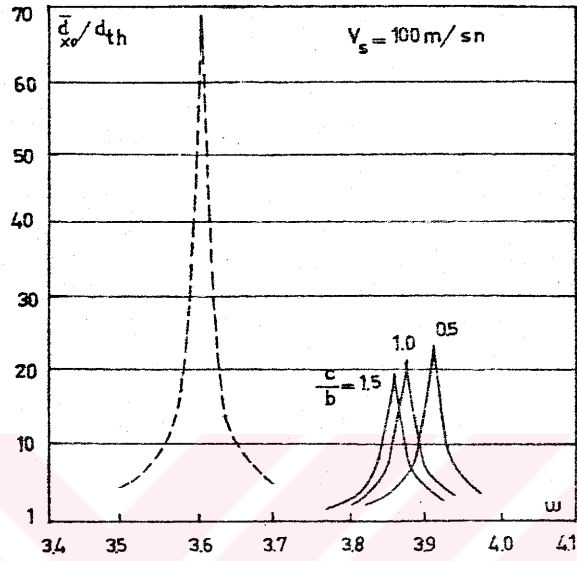
Şekil X.15



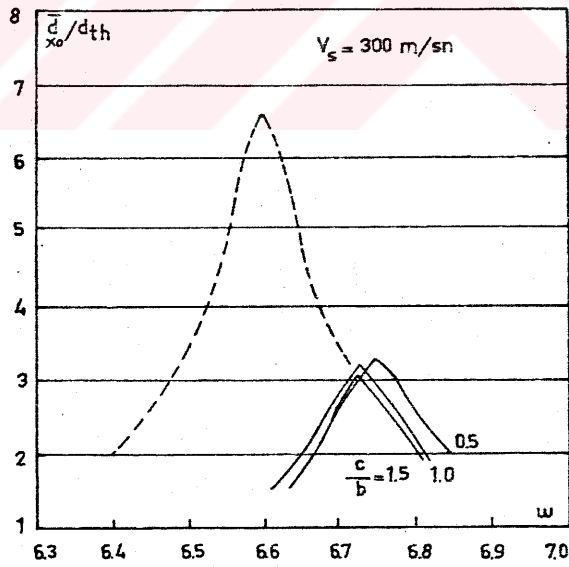
Şekil X.16



Şekil X.17



Şekil X.18



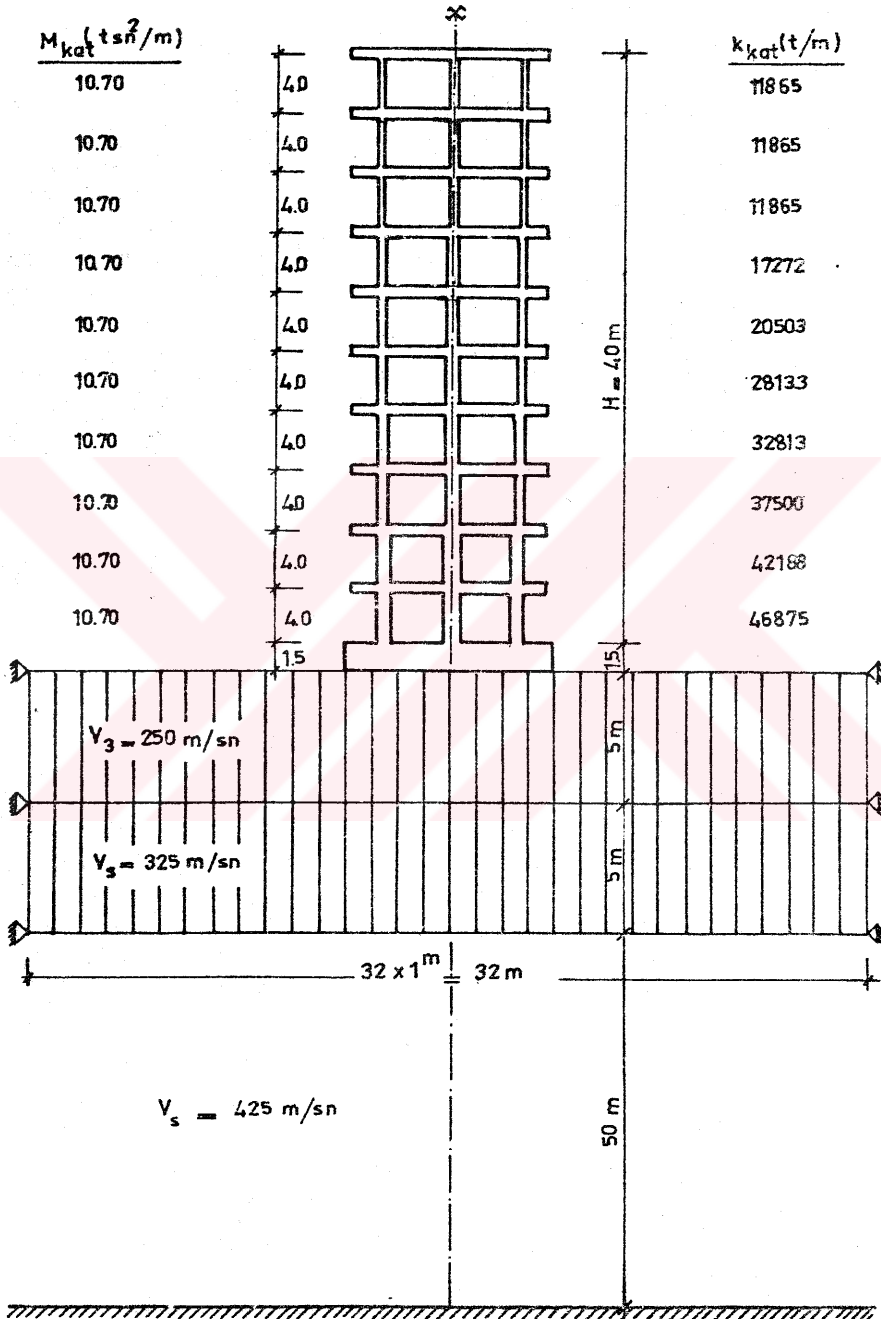
Şekil X.19

sistemdeki üstyapılar için yapısal sönüm oranı $\beta = 0,01$ olarak alınmıştır. İki eş üstyapı durumunda transfer fonksiyonları, kayma dalgası hızları sırası ile, $V_s = 100$ m/sn ve $V_s = 300$ m/sn olan zemin durumları için elde edilmiştir. $H/2b = 2,5$ olması durumunda, gözönüne alınan iki zemin türü için iki eş üstyapının 10.katlarına ait $\bar{d}_{10}$ deplasman transfer fonksiyonları Şekil X.14 ve Şekil X.15 de görülmektedir. $\bar{d}_{10}$ deplasmanına, temelden kuasi-statik olarak aktarılan deplasmanların da eklenmesi ile elde edilen d_{10} toplam deplasmanına ait transfer fonksiyonları ise Şekil X.16 ve Şekil X.17 de gösterilmiştir. Şekillerde kesik çizgilerle çizilen eğriler, tek üstyapı durumundaki transfer fonksiyonlarını göstermektedir. Şekillerin incelenmesinden anlaşılabileceği gibi, iki eş üstyapı birbirinden uzaklaştıkça $\bar{d}_{10}$ deplasmanının maksimum genliği azalmakta, buna karşın d_{10} toplam deplasmanının genliği artmaktadır. Bunun nedeni, c/b oranı arttıkça zemin rijitliğinin relatif olarak artması ve bu durumda sistemin birinci titreşim frekansının küçülmesidir. Frekans küçülünce üstyapıya gelen eylemsizlik kuvvetleri ve bunun sonucu olarak da üstyapının d_i deplasmanları küçülmektedir. Aynı durum, temelin yatay doğrultuda rijit hareketini ifade eden $\bar{d}_{x0}$ deplasmanı bakımından da söz konusudur (Şekil X.18 ve Şekil X.19).

Yukarıda verilen örnekten, iki eş üstyapı durumu için genel sonuçların çıkarılmasının doğru olmayacağı açıktır. $H/2b$ oranının çok küçük olduğu basık üstyapıların bulunduğu sistemlerde, c/b oranının küçülmesi ile k_{xx} yatay rijitliğinin azalmasına bağlı olarak (Bkz.Şekil V.6), yukarıdaki örneğin aksine, sistemin birinci titreşim frekansının küçülmesi beklenebilir.

X.3- ÖRNEK 3 : ÜSTYAPI-ZEMİN ORTAK SİSTEMİNİN GERÇEK BİR DEPREM KAYDINA GÖRE HESABI

Bu sayısal örnekte, üstyapı-zemin ortak sisteminin deprem hesabı, VIII.Bölümde açıklanan yöntemden yararlanılarak gerçek bir ivme kaydına göre yapılmıştır. Örnekte gözönüne alınan ortak sistem, geometrik ve dinamik özellikleri ile birlikte Şekil X.20 de görülmektedir. Şekilde görülen üstyapı, daha önceki örneklerde kullanılan üstyapının aynıdır.



Şekil X.20

Örnek 1 de belirtildiği gibi, sonsuz rijit zemin durumunda üstyapının birinci serbest titreşim periyodu,

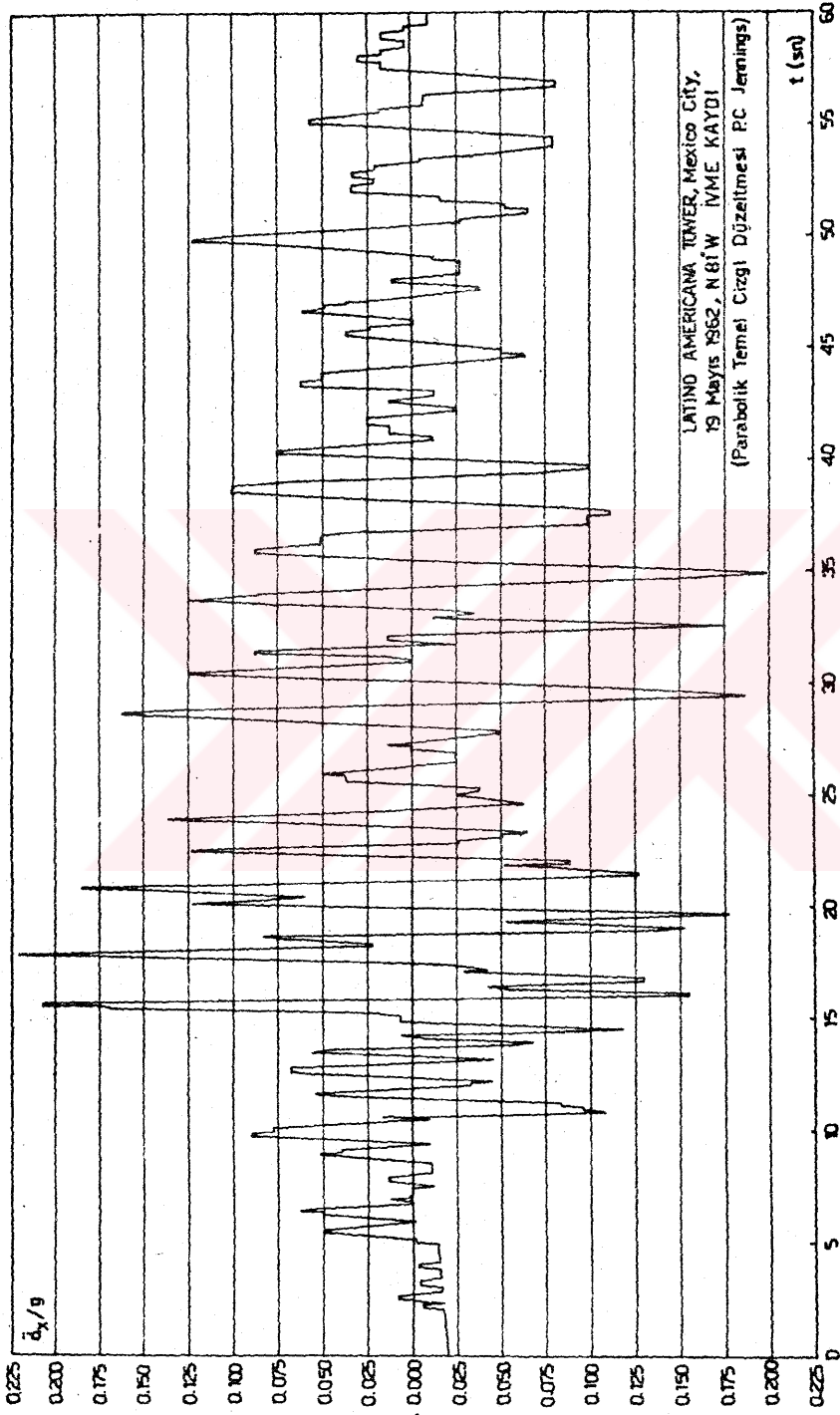
$$T_1^{(r)} = 0,81 \text{ sn}$$

dir. Gözönüne alınan örnekte, üstyapı temeli yüzeysel ve sonsuz rijit olarak kabul edilmiştir. Elektronik hesap makinasındaki icra süresi gözönünde tutularak, sonlu elemanlardan oluşan bölge, kendi içinde homogen iki yatay tabaka olarak idealleştirilmiş ve bu bölgede, düzlem şekil değiştirme durumuna ait dikdörtgen sonlu elemanlar kullanılmıştır. Tüm zemin ortamında Poisson oranı $\nu = 0,40$ ve zeminin birim hacim ağırlığı $\gamma = 1,8 \text{ t/m}^3$ olarak kabul edilmiştir. Ortak sistemin, antimetrik şekil değiştirme durumu ve sonsuz rijit temel hareketi gözönünde tutularak hesaplanan toplam serbestlik derecesi sayısı 96 dır. Bu sistemin sönümsüz birinci titreşim periyodu,

$$T_1^{(c)} = 1,21 \text{ sn}$$

olarak hesaplanmıştır.

Bu örnekte, idealleştirilen zeminin karakterine uygun olarak, zayıf bir zemin yüzeyinde alınmış bulunan "*Latino Americana Tower*" ivme kaydı kullanılmıştır. 19 Mayıs 1962 de Mexico City'de meydana gelen depremin N81° W doğrultusundaki ivme kaydının 60 saniyelik kısmı Şekil X.21 de görülmektedir. Örnek olarak alınan lineer elastik sistem bu ivme kaydına göre, ayrıntıları IX.Bölümde açıklanan ORSIDE programından yararlanılarak, lineer ivme yöntemi ile hesaplanmıştır. İvme kaydının, üstyapı mevcut değil iken temel tabanında alındığı ve yer hareketinin temel boyunca üniform olduğu kabul edilmektedir. Zeminin varlığının etkisini gösterebilmek amacı ile bu örnekteki üstyapı sistemi, sonsuz rijit zemin durumu için UYSIDE adlı programdan yararlanılarak aynı yöntem ile hesaplanmıştır. Her iki programda da hesaplar $\Delta t = 0,05$ saniyelik zaman artımları ile yapılmış, lineer ivme yönteminde sayısal stabiliteyi sağlamak üzere kullanılan ekstrapolasyon katsayısı $\theta = 1,4$ olarak alınmıştır. Yapılan deprem hesabında, zemin ve üstyapıda sabit bir yapısal sönümün bulunduğu kabul edilmiş ve sistemin yapısal sönüm oranı $\beta = 0,05$ alınmıştır.



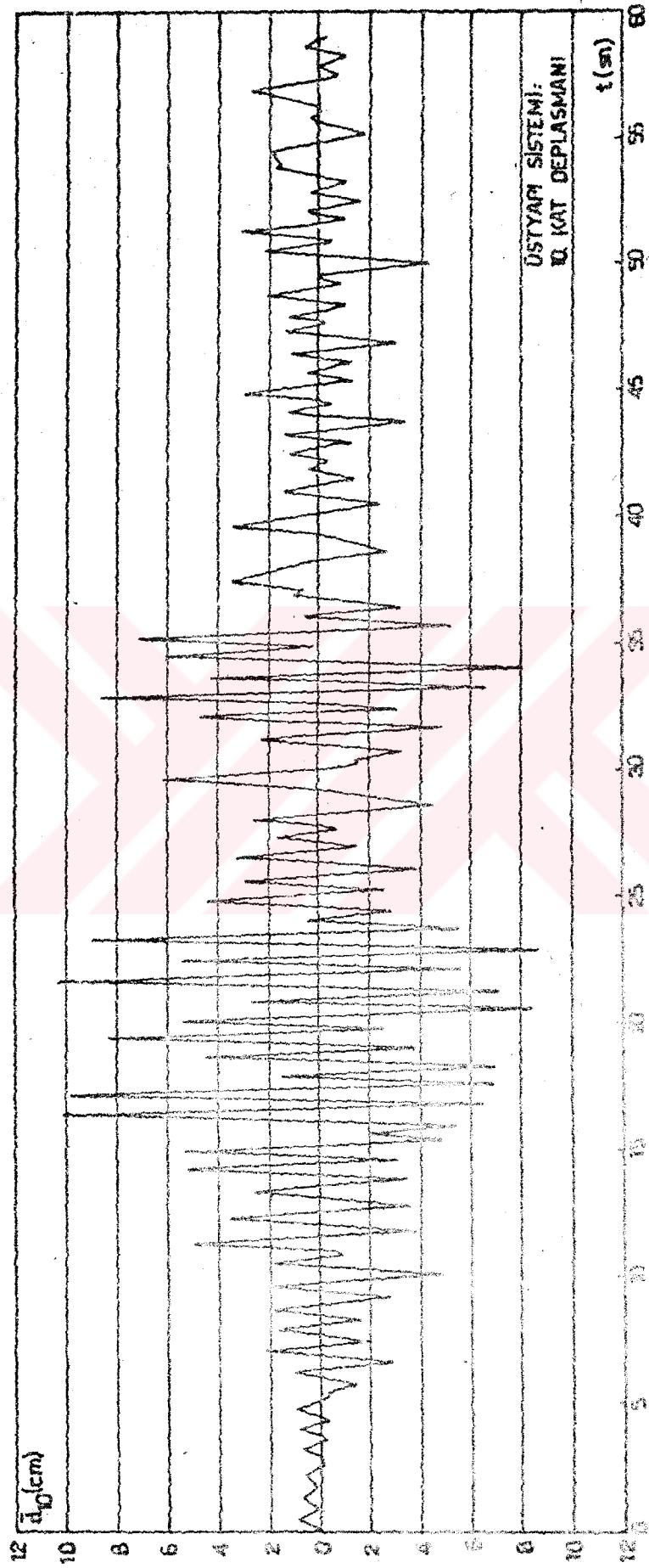
Şekil X.21

ORSIDE ve UYSIDE programlarının icrası sonucunda, serbestlik derecelerinin tümüne ait deplasman, hız ve ivme değerleri ile üstyapıya gelen toplam kesme kuvveti, 60 saniyelik deprem süresince, $\Delta t = 0,05$ saniyelik zaman artımları için elde edilmektedir. Yatay doğrultuda zemin için kabul edilen sınırın yeterli olup olmadığının irdelenebilmesi için sınırdaki düğüm noktalarının yatay deplasmanları her (t) anı için çıkış bilgisi olarak basılmış ve bu deplasmanların, temel tabanındaki yatay deplasmanın %1 ilâ %10 u arasında değiştiği görülmüştür.

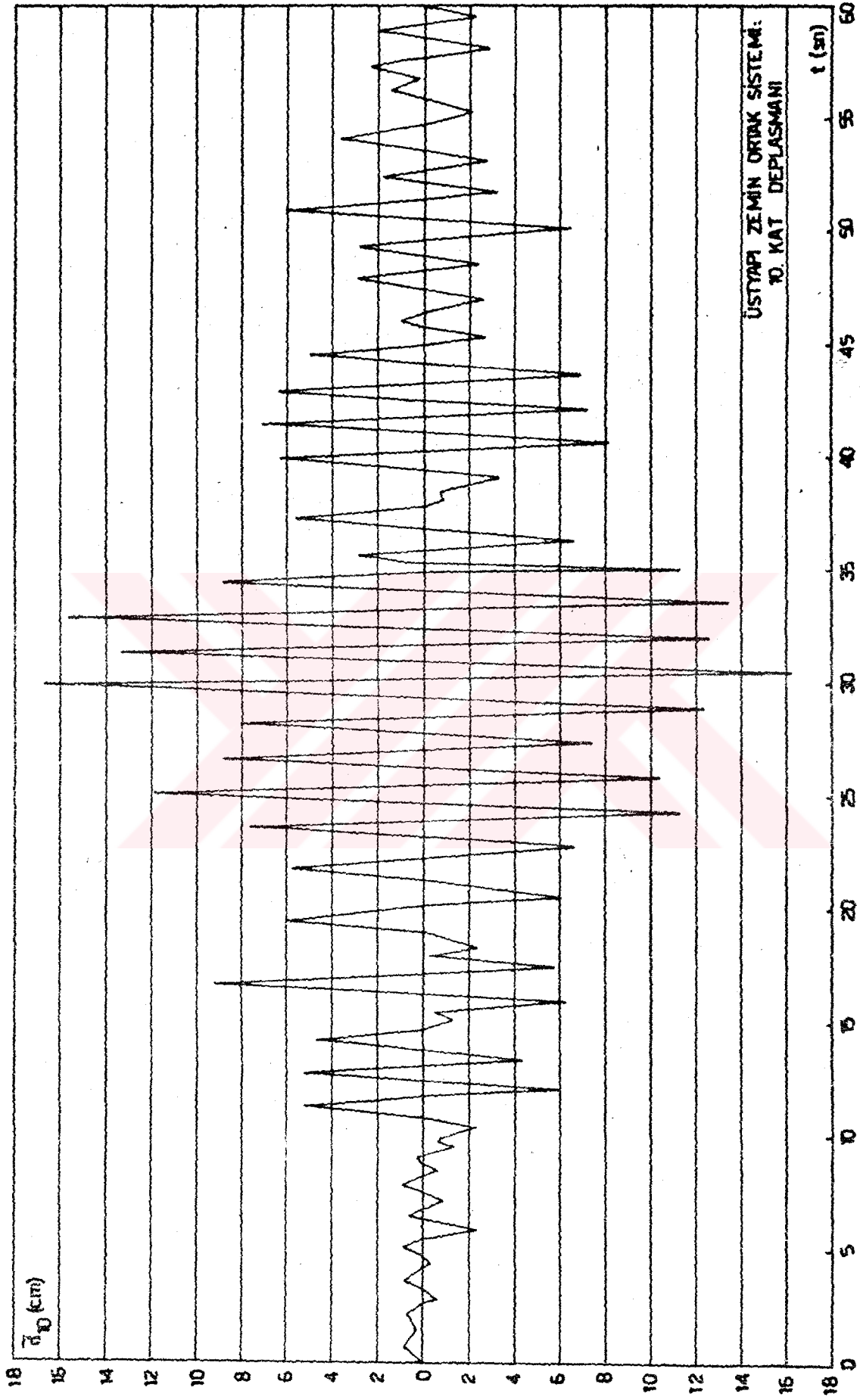
Zeminin varlığının üstyapının davranışına etkisini ortaya koymak amacı ile örnek olarak, üstyapının 10.katına ait $\bar{d}_{10}$ yatay deplasmanı ile üstyapıya gelen toplam kesme kuvvetinin deprem süresince değişimi aşağıdaki şekillerde gösterilmiştir. $\bar{d}_{10}$ deplasmanının sonsuz rijit zemin durumundaki değişimi Şekil X.22 de, ortak sistem durumundaki değişimi ise Şekil X.23 de görülmektedir. Üstyapıya gelen kesme kuvvetinin sonsuz rijit ve şekil değiştirebilen zemin durumları için deprem süresince değişimleri ise Şekil X.24 ve Şekil X.25 de verilmiştir. Şekillerin incelenmesinden aşağıdaki genel sonuçlara varılabilir :

Zeminin şekil değiştirmesinin gözönüne alınması halinde, sonsuz rijit zemin durumuna oranla;

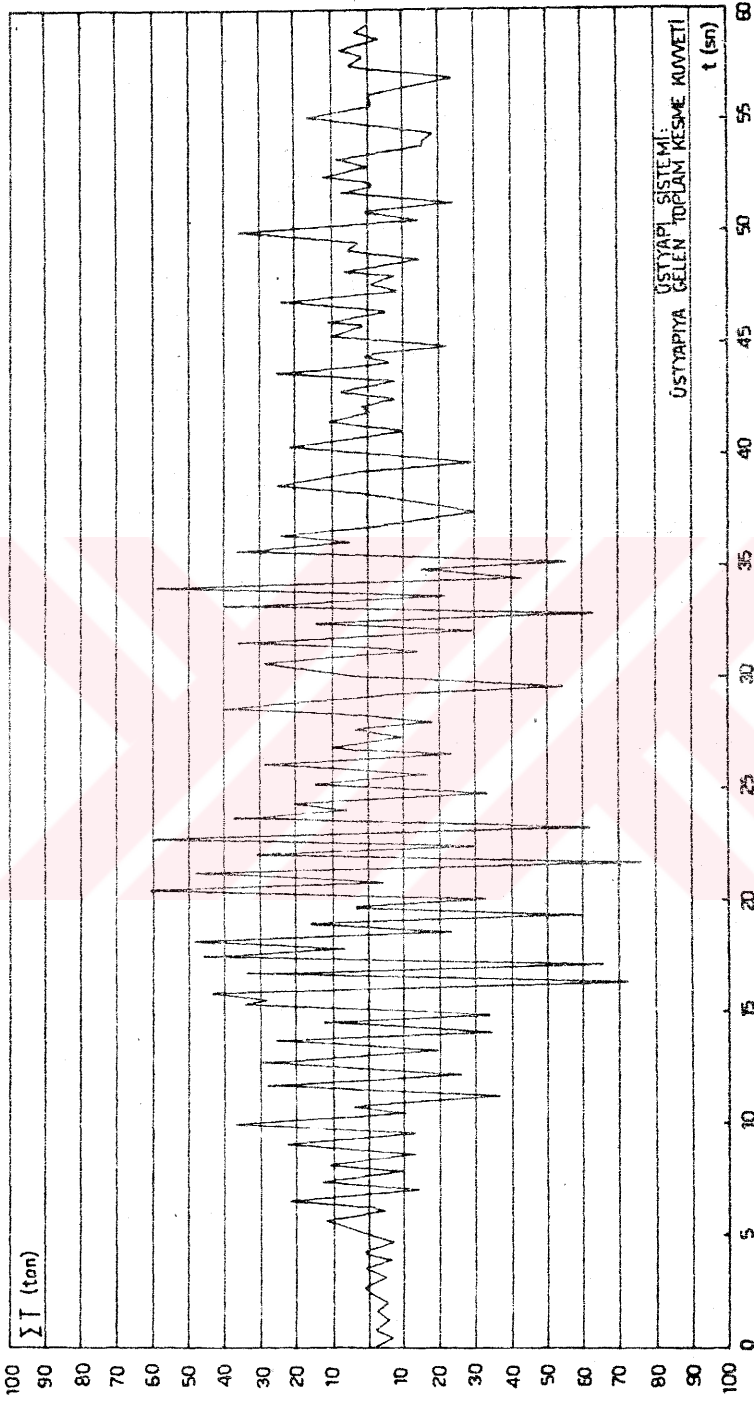
- a) Titreşim periyodundaki artış açık olarak görülebilmektedir,
- b) 10.kat deplasmanı ile toplam kesme kuvvetinin maksimum genliklerinde ortalama %60 lık bir artış olmaktadır,
- c) Genliklerin maksimumları sağa doğru kaymaktadır.



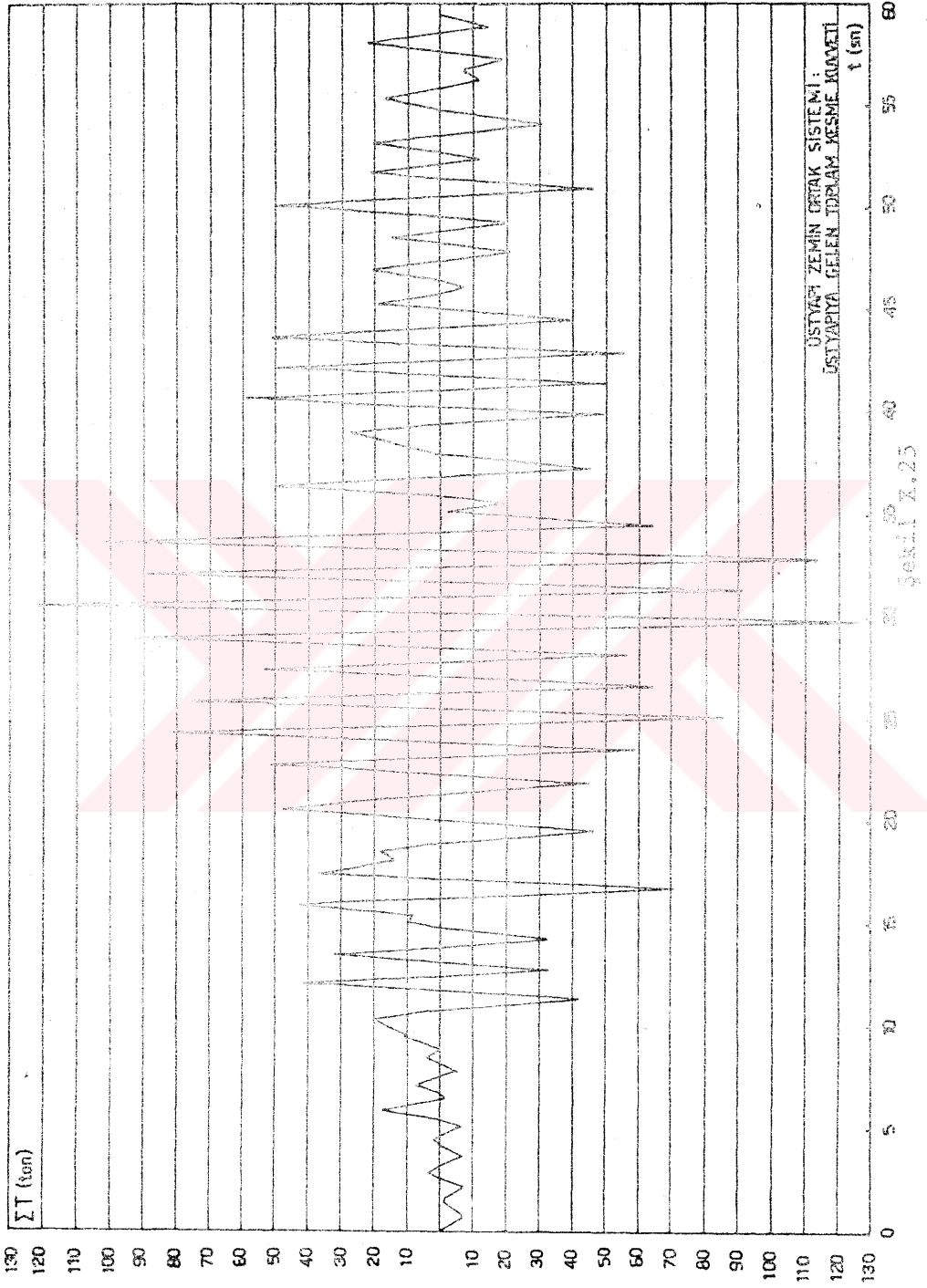
Şekil X.22



Şekil X.23



Şekil X.24



BÖLÜM XI

SONUÇLAR

Üstyapı ve zeminin dinamik karşılıklı etkisinin incelendiği bu çalışmada elde edilen genel sonuçlar aşağıdaki şekilde özetlenebilir:

1) Üstyapı-zemin ortak sisteminin dinamik hesabında ilk ve en önemli aşamayı oluşturan matematik model seçimi problemine çözüm getirilmeye çalışılmış, bu amaçla iki ortak sistem modeli geliştirilmiştir.

a) Model I adı verilen birinci modelde zemin ortamı, üstyapıya yakın kesimdeki geometrik, mekanik ve bünyesel sınırlılıkları gözönüne almak üzere belirli bir derinliğe kadar sonlu elemanlarla idealleştirilmiştir. Zeminin geri kalan kısmı ise, mevcut taban kayasına kadar homogen, izotrop ve lineer elastik bir tabaka olarak kabul edilmiştir. Böylece karşılıklı etkinin sonucu olarak üstyapıdan zemine aktarılan titreşimlerin, üstyapıya yakın zemin kesiminde meydana getirebileceği nonlineer şekil değiştirmeler, sonlu elemanlar yönteminin olanakları ile gözönüne alınabilmektedir. Buna karşın, belirli bir derinlikten itibaren zeminin tek bir tabaka olarak idealleştirilmesi ile, zemin ortamının rijitlik ve eylemsizliği, mevcut taban kayasına kadar gözönüne alınabilmektedir. Zeminin bu kesiminde yapılan idealleştirme, sistemin serbest derecesinde herhangi bir artış meydana getirmemektedir.

b) Birinciye oranla daha basit olan ikinci modelde zemin, sonlu derinlikte taban kayası ile sınırlandırılmış, homogen, izotrop ve lineer elastik bir tabaka olarak idealleştirilmiştir. Üstyapı temelının ortamın sınırında yüzeysel olarak yer aldığı ve sonsuz rijit olduğu kabul edildiğinde, lineer elastik üstyapı-zemin ortak sisteminin serbestlik derecesine zemin ortamının katkısı çok küçük olmakta, bu basit model aracılığı ile karşılıklı etki olayı daha kolay incelenebilmektedir.

2) Geliştirilen her iki modelde de yer alan tek tabakalı ortam, yüzeyinde alınan düğüm noktaları aracılığı ile ayrıklaştırılmıştır. Ayrık sistemde, birim durumların tanımlandığı sınır şartları altında elastisite teorisi ile yapılan çözüm sonucunda ortamın birim deplasman sabitleri ile birim ivme sabitleri elde edilmiştir. Bu sabitlerden yararlanılarak, tek tabakalı ortama ait dinamik rijitlik matrisinin yaklaşık olarak elde edilebileceği gösterilmiştir.

3) Üstyapı ve zemin ile ilgili idealleştirmelerden bağımsız olarak, üstyapı-zemin ortak sisteminin hareket denklemi en genel şekli ile çıkarılmıştır. Zemin, üstyapı temeli ve deprem koşulları ile ilgili olarak, uygulamada söz konusu olan özel durumlar için hareket denklemleri elde edilmiştir. Hareket denklemlerinde deprem verisi, zemin yüzeyindeki yer hareketi olarak gözönüne alınabilmektedir.

4) Tek tabakalı ortam sınırında yer alan tek ve yanyana iki eş sonsuz rijit temel plağı için, ortamın statik rijitlik matrisleri ile frekansa bağlı kütle matrisleri elde edilmiştir. Bu matrislerin elde edilmesinde karşılaşılan ve özellikle birden fazla temel durumunda elastisite teorisi ile çözümü çok zor olan karışık sınır değer problemi, geliştirilen ayrık bir yöntem yardımı ile çözülmüştür. Elde edilen rijitlik ve kütle matrislerinin boyutu, tek temel için (2×2) , iki eş temel durumunda, temellerden her biri için (3×3) dür. Bu matrisler aracılığı ile, temeli sonsuz rijit olan üstyapı-zemin ortak sistemlerinde, zemin ortamı basit bir alt sistem olarak gözönüne alınabilmektedir.

5) Tek üstyapı ile zeminden oluşan ortak sistemin serbest titreşimi incelenmiş, zeminin varlığının birinci titreşim periyoduna etkisi araştırılmıştır. Ayrıca, zeminin etkisi ile üstyapının davranışında meydana gelen değişimi saptamak amacı ile, deplasman bileşenlerine ait transfer fonksiyonları elde edilmiştir. Gözönüne alınan bir örnek sistemde; üstyapı, temel ve zemin parametrelerine bağlı olarak, karşılıklı etki olayının birinci titreşim frekansına ve bu frekans civarında, üstyapının davranışına etkisi sayısal olarak incelenmiştir.

6) Zemin ortamının dinamik rijitliğini ifade ifade eden küçük mertebeli alt matrislerin elde edilmesindeki güçlük nedeni ile, birden fazla üstyapıyı kapsayan ortak sistemlerin hesabı, bu konudaki literatürde pek az bir yer tutmaktadır. Bu çalışmada, iki eş temel durumu için elde edilen rijitlik ve kütle matrislerinden yararlanılarak, iki eş üstyapı ile zeminden oluşan ortak sistemin serbest titreşimi incelenmiştir. Diğer parametrelere ek olarak, iki üstyapı arasındaki uzaklığın birinci titreşim periyoduna etkisi araştırılmıştır. Ayrıca, tek üstyapı durumunda olduğu gibi, deplasman bileşenlerine ait transfer fonksiyonları elde edilmiştir. Bir örnek sistem üzerinde, üstyapının dinamik davranışı çeşitli parametrelere göre sayısal olarak incelenmiştir.

7) Üstyapı-zemin ortak sisteminin deprem hesabı için geliştirilen matematik model çerçevesinde, hareket denkleminin kuruluşu ve çözümü ayrıntılı olarak incelenmiştir. Gerçek bir deprem kaydına göre yapılan sayısal örnekte, deplasman bileşenlerinin ve üstyapıya gelen toplam kesme kuvvetinin deprem süresince değişimi elde edilmiştir. Örnek sistem, sensuz rijit zemin durumu için ayrıca çözülmüş ve iki farklı durumun karşılaştırılması olanağı sağlanmıştır.

BÖLÜM XII

EKLER

XII.1. STATİK BİRİM DEPLASMAN DURUMLARI İÇİN TEK TABAKALI
SONSUZ ORTAMDA DEPLASMAN ve GERİLME ALANLARI

Düzlem elastisite teorisinde, hacim kuvvetlerinin terk edilmesi halinde, düzlem gerilme ve düzlem şekil değiştirme durumlarının her ikisi için uygunluk şartının Airy Gerilme Fonksiyonu cinsinden

$$\Delta \Delta F = \frac{\partial^4 F}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 F}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 F}{\partial y^4} = 0 \quad (\text{XII.1})$$

şeklinde ifade edildiği bilinmektedir. Gerilme bileşenleri de

$$\sigma_x = \frac{\partial^2 F}{\partial y^2}, \quad \sigma_y = \frac{\partial^2 F}{\partial x^2}, \quad \tau_{xy} = - \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y} \quad (\text{XII.2})$$

şeklinde elde edilirler.

Airy Gerilme Fonksiyonunun x değişkeni üzerindeki Fourier İntegral dönüşümü, tanımı olarak

$$\bar{F}(\xi, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(x, y) e^{i\xi x} dx \quad (\text{XII.3})$$

dir[58]. Fourier dönüşümünde, türevlerin dönüşümü ile ilgili kural gözönünde tutularak (XII.1) uygunluk şartına x değişkeni üzerinde Fourier dönüşümü uygulanırsa,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Delta \Delta F e^{i\xi x} dx = \left(\frac{d^2}{dy^2} - \xi^2 \right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} F e^{i\xi x} dx = 0$$

ve (XII.3) tanımı ile

$$\left(\frac{d^2}{dy^2} - \xi^2 \right)^2 \bar{F} = 0 \quad (\text{XII.4})$$

diferansiyel denklemi elde edilir.

Öte yandan, gerilme bileşenlerine ait (XII.2) ifadelerinin x değişkeni üzerindeki Fourier dönüşümleri,

$$\int_{-\infty}^{\infty} \sigma_x e^{i\xi x} dx = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} e^{i\xi x} dx = \frac{d^2 \bar{F}}{dy^2} \quad (\text{XII.5})$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \sigma_y e^{i\xi x} dx = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} e^{i\xi x} dx = -\xi^2 \bar{F} \quad (\text{XII.6})$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \tau_{xy} e^{i\xi x} dx = \int_{-\infty}^{\infty} -\frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y} e^{i\xi x} dx = i\xi \frac{d\bar{F}}{dy} \quad (\text{XII.7})$$

şeklinde yazılırlar. Bunlardan Ters Fourier Dönüşümü ile,

$$\sigma_x = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^2 \bar{F}}{dy^2} e^{-i\xi x} d\xi \quad (\text{XII.8})$$

$$\sigma_y = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \xi^2 \bar{F} e^{-i\xi x} d\xi \quad (\text{XII.9})$$

$$\tau_{xy} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} i\xi \frac{d\bar{F}}{dy} e^{-i\xi x} d\xi \quad (\text{XII.10})$$

elde edilir.

Deplasman bileşenleri de, $\bar{F}(\xi, y)$ fonksiyonuna bağlı olarak aşağıdaki şekilde elde edilirler :

Düzlem şekil değiştirme durumu için bilinen

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{1+\nu}{E} [\sigma_x - \nu(\sigma_x + \sigma_y)]$$

bağıntısına Fourier dönüşümü uygulanır ve türevlerin dönüşümüne ilişkin kuralla birlikte (XII.5) ve (XII.6) gözönünde tutulursa, ters dönüşüm işlemi sonucunda

$$u = \frac{1+\nu}{2\pi E} \int_{-\infty}^{\infty} \left[(1-\nu) \frac{d^2 \bar{F}}{dy^2} + \nu \xi^2 \bar{F} \right] \frac{i}{\xi} e^{-i\xi x} d\xi \quad (\text{XII.11})$$

bulunur. Diğer deplasman bileşenine ait ifadenin elde edilmesi için, elastisite teorisinden bilinen

$$\frac{E}{2(1+\nu)} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \tau_{xy}$$

bağıntısından yararlanılır. Bu bağıntı ile birlikte (XII.7) ve (XII.11) ifadeleri gözönünde tutularak, benzer işlemler sonucunda

$$v = \frac{1+\nu}{2\pi E} \int_{-\infty}^{\infty} \left[(1-\nu) \frac{d^3 \bar{F}}{dy^3} + (\nu-2) \xi^2 \frac{d\bar{F}}{dy} \right] \frac{1}{\xi^2} e^{-i\xi x} d\xi \quad (\text{XII.12})$$

elde edilir.

(XII.8) den (XII.12) ye kadar verilen gerilme ve deplasman bileşenlerinin belirlenebilmesi için $\bar{F}$ fonksiyonunun, problemin sınır şartlarını sağlayan çözümünün elde edilmesi gerekmektedir.

(XII.4) differansiyel denkleminin çözümü

$$F = (C_1 + C_2 y) e^{-|\xi|y} + (C_3 + C_4 y) e^{|\xi|y} \quad (\text{XII.13})$$

şeklinde yazılabilir. C_1, C_2, C_3 ve C_4 katsayıları, (A) ve (B) birim deplasman durumları için (III.16) ve (III.18) sınır şartlarından elde edilecektir.

(XII.13) çözüm ifadesi ve y değişkenine göre türevleri (XII.11) ve (XII.12) deplasman ifadelerinde yerlerine konularak (III.16) ve (III.18) sınır şartları gerçekleştirilirse; C_1, C_2, C_3 ve C_4 katsayıları aşağıdaki şekilde elde edilir:

(A) Birim Deplasman Durumu

$$C_1 = \frac{G}{|\xi|} \cdot \frac{\bar{g}(\xi)}{f} \left[-(\kappa^2 + \kappa) + (\kappa^2 + \kappa - 2|\xi|h - 2\kappa|\xi|h + 4\xi^2 h^2) e^{-2|\xi|h} \right]$$

$$C_2 = 2G \frac{\bar{g}(\xi)}{f} \left[-\kappa + (\kappa - 2|\xi|h) e^{-2|\xi|h} \right]$$

$$C_3 = \frac{G}{|\xi|} \cdot \frac{\bar{g}(\xi)}{f} \left[-(\kappa^2 + \kappa + 2|\xi|h + 2\kappa|\xi|h + 4\xi^2 h^2) e^{-2|\xi|h} + (\kappa^2 + \kappa) e^{-4|\xi|h} \right]$$

$$C_4 = 2G \frac{\bar{g}(\xi)}{f} \left[(\kappa + 2|\xi|h) e^{-2|\xi|h} - \kappa e^{-4|\xi|h} \right] \quad (\text{XII.14})$$

(B) Birim Deplasman Durumu

$$C_1 = i \frac{G}{\xi} \cdot \frac{\bar{g}(\xi)}{f} \left[(\kappa^2 - \kappa) - (\kappa^2 - \kappa - 2|\xi|h + 2\kappa|\xi|h + 4\xi^2 h^2) e^{-2|\xi|h} \right]$$

$$C_2 = 2iG \frac{\xi}{|\xi|} \cdot \frac{\bar{g}(\xi)}{f} \left[-\kappa + (\kappa + 2|\xi|h) e^{-2|\xi|h} \right]$$

$$C_3 = \frac{iG}{\xi} \cdot \frac{\bar{g}(\xi)}{f} \left[-(\kappa^2 - \kappa + 2|\xi|h - 2\kappa|\xi|h + 4\xi^2 h^2) e^{-2|\xi|h} + (\kappa^2 - \kappa) e^{-4|\xi|h} \right]$$

$$C_4 = 2iG \frac{\xi}{|\xi|} \cdot \frac{\bar{g}(\xi)}{f} \left[-(\kappa - 2|\xi|h) e^{-2|\xi|h} + \kappa e^{-4|\xi|h} \right] \quad (\text{XII.15})$$

Yukarıdaki ifadelerde

$$\kappa = 3-4\nu \quad (\text{XII.16})$$

$$f = -\kappa^2 + (2\kappa^2 + 4\xi^2 h^2) e^{-2|\xi|h} - \kappa^2 e^{-4|\xi|h} \quad (\text{XII.17})$$

i göstermektedir. $\bar{g}(\xi)$ ise, $g(x)$ sınır şartı fonksiyonunun Fourier dönüşümünü ifade etmektedir. $g(x)$ fonksiyonunun x e göre bir çift fonksiyon olduğu gözönünde tutularak

$$\bar{g}(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} g(x) e^{i\xi x} dx = 2 \int_0^a \left(1 - \frac{x}{a}\right) \cos \xi x \, dx = \frac{2}{\xi^2 a} (1 - \cos \xi a) \quad (\text{XII.18})$$

şeklinde elde edilir.

(XII.17) ve (XII.18) gözönünde tutularak (XII.14) ve (XII.15) deki katsayıların payları paydalarına bölünür ve $e^{-6|\xi|h}$ a kadar olan eksponansiyel terimlerle yetinilirse, aşağıdaki yakınsak açılımlar elde edilir :

(A) Birim Deplasman Durumu

$$\begin{aligned} C_1 = 2G \frac{(1 - \cos \xi a)}{|\xi|^3 a} & \left\{ \left(1 + \frac{1}{\kappa}\right) + \left[\left(1 + \frac{1}{\kappa}\right) + \frac{2}{\kappa} \left(1 + \frac{1}{\kappa}\right) |\xi|h + \frac{4\xi^2 h^2}{\kappa^3} \right] e^{-2|\xi|h} \right. \\ & + \left[\left(1 + \frac{1}{\kappa}\right) + \frac{4}{\kappa} \left(1 + \frac{1}{\kappa}\right) |\xi|h + \frac{4}{\kappa^2} \left(1 + \frac{3}{\kappa}\right) \xi^2 h^2 + \frac{8}{\kappa^3} \left(1 + \frac{1}{\kappa}\right) |\xi|^3 h^3 \right. \\ & \left. \left. + \frac{16}{\kappa^5} \xi^4 h^4 \right] e^{-4|\xi|h} + \left[\left(1 + \frac{1}{\kappa}\right) + \frac{6}{\kappa} \left(1 + \frac{1}{\kappa}\right) |\xi|h + \frac{12}{\kappa^2} \left(1 + \frac{2}{\kappa}\right) \xi^2 h^2 \right. \right. \end{aligned}$$

$$+\frac{32}{\kappa^3}\left(1+\frac{1}{\kappa}\right)|\xi|^3h^3+\frac{16}{\kappa}\left(1+\frac{5}{\kappa}\right)\xi^4h^4+\frac{32}{\kappa^5}\left(1+\frac{1}{\kappa}\right)|\xi|^5h^5+\frac{64}{\kappa^7}\xi^6h^6\Big]e^{-6|\xi|h}\Big\}$$

(XII.19.a)

$$\begin{aligned} c_2 = 4G \frac{(1-\cos\xi a)}{\xi^2 a} & \left\{ \frac{1}{\kappa} + \left[\frac{1}{\kappa} + \frac{2}{\kappa^2}|\xi|h + \frac{4}{\kappa^3}\xi^2h^2 \right] e^{-2|\xi|h} \right. \\ & + \left[\frac{1}{\kappa} + \frac{4}{\kappa^2}|\xi|h + \frac{12}{\kappa^3}\xi^2h^2 + \frac{8}{\kappa^4}|\xi|^3h^3 + \frac{16}{\kappa^5}\xi^4h^4 \right] e^{-4|\xi|h} \\ & + \left[\frac{1}{\kappa} + \frac{6}{\kappa^2}|\xi|h + \frac{24}{\kappa^3}\xi^2h^2 + \frac{32}{\kappa^4}|\xi|^3h^3 + \frac{80}{\kappa^5}\xi^4h^4 \right. \\ & \left. \left. + \frac{32}{\kappa^6}|\xi|^5h^5 + \frac{64}{\kappa^7}\xi^6h^6 \right] e^{-6|\xi|h} \right\} \end{aligned} \quad \text{(XII.19.b)}$$

$$\begin{aligned} c_3 = 2G \frac{(1-\cos\xi a)}{|\xi|^3 a} & \left\{ \left[\left(1+\frac{1}{\kappa}\right) + \frac{2}{\kappa}\left(1+\frac{1}{\kappa}\right)|\xi|h + \frac{4\xi^2h^2}{\kappa^2} \right] e^{-2|\xi|h} \right. \\ & + \left[\left(1+\frac{1}{\kappa}\right) + \frac{4}{\kappa}\left(1+\frac{1}{\kappa}\right)|\xi|h + \frac{4}{\kappa^2}\left(3+\frac{1}{\kappa}\right)\xi^2h^2 + \frac{8}{\kappa^3}\left(1+\frac{1}{\kappa}\right)|\xi|^3h^3 \right. \\ & \left. \left. + \frac{16}{\kappa^4}\xi^4h^4 \right] e^{-4|\xi|h} + \left[\left(1+\frac{1}{\kappa}\right) + \frac{6}{\kappa}|\xi|h + \frac{12}{\kappa^2}\left(2+\frac{1}{\kappa}\right)\xi^2h^2 \right. \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{32}{\kappa^3} \left(1 + \frac{1}{\kappa}\right) |\xi|^3 h^3 + \frac{16}{\kappa^4} \left(5 + \frac{1}{\kappa}\right) \xi^4 h^4 + \frac{32}{\kappa^5} \left(1 + \frac{1}{\kappa}\right) |\xi|^5 h^5 \\
 & + \frac{64}{\kappa^6} \xi^6 h^6 \left] e^{-6|\xi|h} \right\} \quad (\text{XII.19.c})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 C_4 = 4G \frac{(1 - \cos \xi a)}{\xi^2 a} & \left\{ - \left[\frac{1}{\kappa} + \frac{2}{\kappa^2} |\xi|h \right] e^{-2|\xi|h} - \left[\frac{1}{\kappa} + \frac{4}{\kappa^2} |\xi|h \right. \right. \\
 & + \frac{4}{\kappa^3} \xi^2 h^2 + \frac{8}{\kappa^4} |\xi|^3 h^3 \left. \right] e^{-4|\xi|h} - \left[\frac{1}{\kappa} + \frac{6}{\kappa^2} |\xi|h + \frac{12}{\kappa^3} \xi^2 h^2 \right. \\
 & \left. \left. + \frac{32}{\kappa^4} |\xi|^3 h^3 + \frac{16}{\kappa^5} \xi^4 h^4 + \frac{32}{\kappa^6} |\xi|^5 h^5 \right] e^{-6|\xi|h} \right\} \quad (\text{XII.19.d})
 \end{aligned}$$

(B) Birim Deplasman Durumu

$$\begin{aligned}
 C_1 = 2iG \frac{(1 - \cos \xi a)}{\xi^3 a} & \left\{ - \left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) - \left[\left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) - \frac{2}{\kappa} \left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) |\xi|h \right. \right. \\
 & \left. \left. - \frac{4\xi^2 h^2}{\kappa^3} \right] e^{-2|\xi|h} - \left[\left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) - \frac{4}{\kappa} \left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) |\xi|h + \frac{4}{\kappa^2} \left(1 - \frac{3}{\kappa}\right) \xi^2 h^2 \right. \right. \\
 & \left. \left. - \frac{8}{\kappa^3} \left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) |\xi|^3 h^3 - \frac{16}{\kappa^5} \xi^4 h^4 \right] e^{-4|\xi|h} - \left[\left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) - \frac{6}{\kappa} \left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) |\xi|h \right. \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{12}{\kappa^2} \left(1 - \frac{2}{\kappa}\right) \xi^2 h^2 - \frac{32}{\kappa^3} \left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) |\xi|^3 h^3 + \frac{16}{\kappa^4} \left(1 - \frac{5}{\kappa}\right) \xi^4 h^4 \\
& - \frac{32}{\kappa^5} \left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) |\xi|^5 h^5 - \frac{64}{\kappa^7} \xi^6 h^6 \left] e^{-6|\xi|h} \right\} \quad (\text{XII.20.a})
\end{aligned}$$

$$C_2 = 4iG \frac{(1 - \cos \xi a)}{\xi |\xi| a} \left\{ \frac{1}{\kappa} + \left[\frac{1}{\kappa} - \frac{2}{\kappa^2} |\xi|h + \frac{4}{\kappa^3} \xi^2 h^2 \right] e^{-2|\xi|h} \right.$$

$$+ \left[\frac{1}{\kappa} - \frac{4}{\kappa^2} |\xi|h + \frac{12}{\kappa^3} \xi^2 h^2 - \frac{8}{\kappa^4} |\xi|^3 h^3 + \frac{16}{\kappa^5} \xi^4 h^4 \right] e^{-4|\xi|h}$$

$$+ \left[\frac{1}{\kappa} - \frac{6}{\kappa^2} |\xi|h + \frac{24}{\kappa^3} \xi^2 h^2 - \frac{32}{\kappa^4} |\xi|^3 h^3 + \frac{80}{\kappa^5} \xi^4 h^4 \right.$$

$$\left. - \frac{32}{\kappa^6} |\xi|^5 h^5 + \frac{64}{\kappa^7} \xi^6 h^6 \right] e^{-6|\xi|h} \left\} \quad (\text{XII.20.b})$$

$$C_3 = 2iG \frac{(1 - \cos \xi a)}{\xi^3 a} \left\{ \left[\left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) - \frac{2}{\kappa} \left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) |\xi|h + \frac{4}{\kappa^2} \xi^2 h^2 \right] e^{-2|\xi|h} \right.$$

$$+ \left[\left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) - \frac{4}{\kappa} \left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) |\xi|h + \frac{4}{\kappa^2} \left(3 - \frac{1}{\kappa}\right) \xi^2 h^2 - \frac{8}{\kappa^3} \left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) |\xi|^3 h^3 \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{16}{\kappa^4} \xi^4 h^4 \left] e^{-4|\xi|h} + \left[\left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) - \frac{6}{\kappa} \left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) |\xi|h + \frac{12}{\kappa^2} \left(2 - \frac{1}{\kappa}\right) \xi^2 h^2 \right. \right. \\
& - \frac{32}{\kappa^3} \left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) |\xi|^3 h^3 + \frac{16}{\kappa^4} \left(5 - \frac{1}{\kappa}\right) \xi^4 h^4 - \frac{32}{\kappa^5} \left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) |\xi|^5 h^5 \\
& \left. \left. + \frac{64}{\kappa^6} \xi^6 h^6 \right] e^{-6|\xi|h} \right\} \quad (\text{XII.20.c})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
C_4 = 4iG \frac{(1 - \cos \xi a)}{\xi |\xi| a} & \left\{ \left[\frac{1}{\kappa} - \frac{2}{\kappa^2} |\xi|h \right] e^{-2|\xi|h} + \left[\frac{1}{\kappa} - \frac{4}{\kappa^2} |\xi|h \right. \right. \\
& + \frac{4}{\kappa^3} \xi^2 h^2 - \frac{8}{\kappa^4} |\xi|^3 h^3 \left. \right] e^{-4|\xi|h} + \left[\frac{1}{\kappa} - \frac{6}{\kappa^2} |\xi|h + \frac{12}{\kappa^3} \xi^2 h^2 \right. \\
& \left. \left. - \frac{32}{\kappa^4} |\xi|^3 h^3 + \frac{16}{\kappa^5} \xi^4 h^4 - \frac{32}{\kappa^6} |\xi|^5 h^5 \right] e^{-6|\xi|h} \right\} \quad (\text{XII.20.d})
\end{aligned}$$

Tek tabakalı sonsuz ortamda, (A) ve (B) birim durumlarından oluşan deplasman alanları (XII.11) ve (XII.12) bağın-tıları ile elde edilebilir. (XII.13) çözüm ifadesi ile y değişkenine göre türevleri (XII.11) ve (XII.12) de yerleri-ne konulur ve

$$\eta = \xi a$$

$$z = \frac{x}{a} \quad (\text{XII.21})$$

$$\theta = \frac{y}{a}$$

dönüşümleri yapılırsa aşağıdaki deplasman ifadeleri elde edilir.

(A) Birim Deplasman Durumu

$$\begin{aligned}
 u = & -\frac{(\kappa+1)}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} i\bar{C}_2 \frac{(1-\cos\eta)}{\eta|\eta|} e^{-|\eta|\theta} e^{-i\eta z} d\eta \\
 & + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} i\bar{C}_1 \frac{(1-\cos\eta)}{\eta|\eta|} e^{-|\eta|\theta} e^{-i\eta z} d\eta + \frac{\theta}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} i\bar{C}_2 \frac{(1-\cos\eta)-|\eta|\theta}{\eta} e^{-|\eta|\theta} e^{-i\eta z} d\eta \\
 & + \frac{(\kappa+1)}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} i\bar{C}_4 \frac{(1-\cos\eta)}{\eta|\eta|} e^{+|\eta|\theta} e^{-i\eta z} d\eta \\
 & + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} i\bar{C}_3 \frac{(1-\cos\eta)}{\eta|\eta|} e^{+|\eta|\theta} e^{-i\eta z} d\eta \\
 & + \frac{\theta}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} i\bar{C}_4 \frac{(1-\cos\eta)}{\eta} e^{+|\eta|\theta} e^{-i\eta z} d\eta \quad (\text{XII.22.a}) \\
 v = & \frac{(\kappa-1)}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{C}_2 \frac{(1-\cos\eta)}{\eta^2} e^{-|\eta|\theta} e^{-i\eta z} d\eta
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{C}_1 \frac{(1-\cos\eta)}{\eta^2} e^{-|\eta|\theta} e^{-i\eta z} d\eta \\
& + \frac{\theta}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{C}_2 \frac{(1-\cos\eta)}{|\eta|} e^{-|\eta|\theta} e^{i\eta z} d\eta \\
& + \frac{(\kappa-1)}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{C}_4 \frac{(1-\cos\eta)}{\eta^2} e^{+|\eta|\theta} e^{-i\eta z} d\eta \\
& - \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{C}_3 \frac{(1-\cos\eta)}{\eta^2} e^{+|\eta|\theta} e^{-i\eta z} d\eta \\
& - \frac{\theta}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{C}_4 \frac{(1-\cos\eta)}{|\eta|} e^{+|\eta|\theta} e^{-i\eta z} d\eta \quad (\text{XII.22.b})
\end{aligned}$$

(B) Birim Deplasman Durumu

$$u = \frac{(\kappa+1)}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{C}_2 \frac{(1-\cos\eta)}{\eta^2} e^{-|\eta|\theta} e^{-i\eta z} d\eta$$

$$-\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{c}_1 \frac{(1-\cos\eta)}{\eta^2} e^{-|\eta|\theta} e^{-i\eta z} d\eta$$

$$-\frac{\theta}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{c}_2 \frac{(1-\cos\eta)}{|\eta|} e^{-|\eta|\theta} e^{-i\eta z} d\eta$$

$$-\frac{(\kappa+1)}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{c}_4 \frac{(1-\cos\eta)}{\eta^2} e^{+|\eta|\theta} e^{-i\eta z} d\eta$$

$$-\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{c}_3 \frac{(1-\cos\eta)}{\eta^2} e^{+|\eta|\theta} e^{-i\eta z} d\eta$$

$$-\frac{\theta}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{c}_4 \frac{(1-\cos\eta)}{|\eta|} e^{+|\eta|\theta} e^{-i\eta z} d\eta \quad (\text{XII.23.a})$$

$$v = \frac{(\kappa-1)}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} i\bar{c}_2 \frac{(1-\cos\eta)}{\eta|\eta|} e^{-|\eta|\theta} e^{-i\eta z} d\eta$$

$$+ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} i\bar{c}_1 \frac{(1-\cos\eta)}{\eta|\eta|} e^{-|\eta|\theta} e^{-i\eta z} d\eta$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{\theta}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} i\bar{C}_2 \frac{(1-\cos\eta)}{\eta} e^{-|\eta|\theta} e^{-i\eta z} d\eta \\
& + \frac{(\kappa-1)}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} i\bar{C}_4 \frac{(1-\cos\eta)}{\eta|\eta|} e^{+|\eta|\theta} e^{i\eta z} d\eta \\
& - \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} i\bar{C}_3 \frac{(1-\cos\eta)}{\eta|\eta|} e^{+|\eta|\theta} e^{-i\eta z} d\eta \\
& - \frac{\theta}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} i\bar{C}_4 \frac{(1-\cos\eta)}{\eta} e^{+|\eta|\theta} e^{-i\eta z} d\eta \quad (XII.23.b)
\end{aligned}$$

Yukarıdaki deplasman ifadelerinde yer alan $\bar{C}_1$, $\bar{C}_2, \bar{C}_3$ ve $\bar{C}_4$ katsayıları, (XII.19) ve (XII.20) açılımlarında $\{ \}$ şeklindeki parantezlerin içinde kalan kısımları göstermektedir. Bu katsayıların yukarıdaki ifadelerde yerlerine konulması ile deplasman bileşenleri η, z ve θ ya bağlı integral toplamları şeklinde elde edilir. Kısım III.3.2 de birim ivme sabitlerinin hesabında, deplasman bileşenlerinin bu şekilleri ile kullanılması daha uygun olduğundan, bu adımda integrallerin hesabına gerek görülmemiştir.

$y = 0$ sınır doğrusu boyunca gerilme bileşenleri (XII.9) ve (XII.10) bağıntıları ile elde edilebilir. (XII.13) çözüm ifadesi ile y değişkenine göre türevleri (XII.9) ve (XII.10) da yerlerine konulur ve (XII.21) dönüşümleri gözönünde tutularak düzenlenirse aşağıdaki gerilme ifadelerine varılır:

(A) Birim Deplasman Durumu

$$\begin{aligned}
 (\sigma_y)_{y=0} = & -\frac{2G}{\pi a} \left(1 + \frac{1}{\kappa}\right) \left[\int_0^\infty \frac{(1-\cos\eta)}{\eta} \cos\eta z \, d\eta \right. \\
 & + 2 \int_0^\infty \frac{(1-\cos\eta)}{\eta} e^{-2\alpha\eta} \cos\eta z \, d\eta \\
 & + 4 \frac{\alpha}{\kappa} \int_0^\infty (1-\cos\eta) e^{-2\alpha\eta} \cos\eta z \, d\eta \\
 & + 4 \frac{\alpha^2}{\kappa^2} \int_0^\infty \eta (1-\cos\eta) e^{-2\alpha\eta} \cos\eta z \, d\eta \\
 & + 2 \int_0^\infty \frac{(1-\cos\eta)}{\eta} e^{-4\alpha\eta} \cos\eta z \, d\eta \\
 & + 8 \frac{\alpha}{\kappa} \int_0^\infty (1-\cos\eta) e^{-4\alpha\eta} \cos\eta z \, d\eta \\
 & \left. + 16 \frac{\alpha^2}{\kappa^2} \int_0^\infty \eta (1-\cos\eta) e^{-4\alpha\eta} \cos\eta z \, d\eta \right]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + 16 \frac{\alpha^3}{\kappa^3} \int_0^{\infty} \eta^2 (1 - \cosh \eta) e^{-4\alpha\eta} \cosh \eta z \, d\eta \\
& + 16 \frac{\alpha^4}{\kappa^4} \int_0^{\infty} \eta^3 (1 - \cosh \eta) e^{-4\alpha\eta} \cosh \eta z \, d\eta \\
& + 2 \int_0^{\infty} \frac{(1 - \cosh \eta)}{\eta} e^{-6\alpha\eta} \cosh \eta z \, d\eta \\
& + 12 \frac{\alpha}{\kappa} \int_0^{\infty} (1 - \cosh \eta) e^{-6\alpha\eta} \cosh \eta z \, d\eta \\
& + 36 \frac{\alpha^2}{\kappa^2} \int_0^{\infty} \eta (1 - \cosh \eta) e^{-6\alpha\eta} \cosh \eta z \, d\eta \\
& + 64 \frac{\alpha^3}{\kappa^3} \int_0^{\infty} \eta^2 (1 - \cosh \eta) e^{-6\alpha\eta} \cosh \eta z \, d\eta \\
& + 96 \frac{\alpha^4}{\kappa^4} \int_0^{\infty} \eta^3 (1 - \cosh \eta) e^{-6\alpha\eta} \cosh \eta z \, d\eta \\
& + 64 \frac{\alpha^5}{\kappa^5} \int_0^{\infty} \eta^4 (1 - \cosh \eta) e^{-6\alpha\eta} \cosh \eta z \, d\eta \\
& + 64 \frac{\alpha^6}{\kappa^6} \int_0^{\infty} \eta^5 (1 - \cosh \eta) e^{-6\alpha\eta} \cosh \eta z \, d\eta \Big] \quad (\text{XII.24})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
(\tau_{xy})_{y=0} = & -\frac{2G}{\pi a} \left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) \int_0^{\infty} \frac{(1 - \cos \eta)}{\eta} \sin \eta z \, d\eta \\
& + \frac{8G}{\pi a} \left(1 + \frac{1}{\kappa}\right) \frac{\alpha^2}{\kappa^2} \left[\int_0^{\infty} \eta (1 - \cos \eta) e^{-2\alpha \eta} \sin \eta z \, d\eta \right. \\
& + 2 \int_0^{\infty} \eta (1 - \cos \eta) e^{-4\alpha \eta} \sin \eta z \, d\eta \\
& + 4 \frac{\alpha^2}{\kappa^2} \int_0^{\infty} \eta^3 (1 - \cos \eta) e^{-4\alpha \eta} \sin \eta z \, d\eta \\
& + 3 \int_0^{\infty} \eta (1 - \cos \eta) e^{-6\alpha \eta} \sin \eta z \, d\eta \\
& + 16 \frac{\alpha^2}{\kappa^2} \int_0^{\infty} \eta^3 (1 - \cos \eta) e^{-6\alpha \eta} \sin \eta z \, d\eta \\
& \left. + 16 \frac{\alpha^4}{\kappa^4} \int_0^{\infty} \eta^5 (1 - \cos \eta) e^{-6\alpha \eta} \sin \eta z \, d\eta \right] \quad (\text{XII.25})
\end{aligned}$$

(B) Birim Deplasman Durumu

$(\sigma_y)_{y=0}$ ifadesi, (A) Birim Deplasman Durumundaki $(\tau_{xy})_{y=0}$ ifadesine (XII.25) ters işaretli eşittir. Bu durum Betti teoreminin gereğidir. İşaret farkı elastisite teorisindeki işaret kuralı nedeniyle oluşmaktadır.

$$\begin{aligned}
 (\tau_{xy})_{y=0} = & -\frac{2G}{\pi a} \left(1 + \frac{1}{\kappa}\right) \left[\int_0^\infty \frac{(1-\cos\eta)}{\eta} \cos\eta z \, d\eta \right. \\
 & + 2 \int_0^\infty \frac{(1-\cos\eta)}{\eta} e^{-2\alpha\eta} \cos\eta z \, d\eta \\
 & - 4 \frac{\alpha}{\kappa} \int_0^\infty (1-\cos\eta) e^{-2\alpha\eta} \cos\eta z \, d\eta \\
 & + 4 \frac{\alpha^2}{\kappa^2} \int_0^\infty \eta(1-\cos\eta) e^{-2\alpha\eta} \cos\eta z \, d\eta \\
 & + 2 \int_0^\infty \frac{(1-\cos\eta)}{\eta} e^{-4\alpha\eta} \cos\eta z \, d\eta \\
 & - 8 \frac{\alpha}{\kappa} \int_0^\infty (1-\cos\eta) e^{-4\alpha\eta} \cos\eta z \, d\eta \\
 & \left. + 16 \frac{\alpha^2}{\kappa^2} \int_0^\infty \eta(1-\cos\eta) e^{-4\alpha\eta} \cos\eta z \, d\eta \right]
 \end{aligned}$$

$$-16 \frac{\alpha^3}{\kappa^3} \int_0^{\infty} \eta^2 (1 - \cos \eta) e^{-4\alpha\eta} \cos \eta z \, d\eta$$

$$+16 \frac{\alpha^4}{\kappa^4} \int_0^{\infty} \eta^3 (1 - \cos \eta) e^{-4\alpha\eta} \cos \eta z \, d\eta$$

$$+ 2 \int_0^{\infty} \frac{(1 - \cos \eta)}{\eta} e^{-6\alpha\eta} \cos \eta z \, d\eta$$

$$- 12 \frac{\alpha}{\kappa} \int_0^{\infty} (1 - \cos \eta) e^{-6\alpha\eta} \cos \eta z \, d\eta$$

$$+36 \frac{\alpha^2}{\kappa^2} \int_0^{\infty} \eta (1 - \cos \eta) e^{-6\alpha\eta} \cos \eta z \, d\eta$$

$$- 64 \frac{\alpha^3}{\kappa^3} \int_0^{\infty} \eta^2 (1 - \cos \eta) e^{-6\alpha\eta} \cos \eta z \, d\eta$$

$$+ 96 \frac{\alpha^4}{\kappa^4} \int_0^{\infty} \eta^3 (1 - \cos \eta) e^{-6\alpha\eta} \cos \eta z \, d\eta$$

$$\begin{aligned}
& - 64 \frac{\alpha^5}{\kappa^5} \int_0^{\infty} \eta^4 (1 - \cos \eta) e^{-6\alpha\eta} \cos \eta z \, d\eta \\
& + 64 \frac{\alpha^6}{\kappa^6} \int_0^{\infty} \eta^5 (1 - \cos \eta) e^{-6\alpha\eta} \cos \eta z \, d\eta \quad (XII.26)
\end{aligned}$$

XII.1.1. Özel durum : Yarı sonsuz ortam

Tabaka kalınlığının sonsuza gitmesi ile yarı sonsuz ortam özel durumu elde edilir. Bu durumda (XII.19) ve (XII.20) ile verilen katsayılarından C_3 ve C_4 sıfıra eşit olacak, C_1 ve C_2 katsayılarının ise sadece ilk terimleri kalacaktır. Bu özel duruma karşı gelen deplasman ve gerilme bileşenlerine ait ifadeler aşağıda toplu olarak verilmiştir.

(A) Birim Deplasman Durumu

$$u = \frac{2\theta}{\pi\kappa} I_1$$

$$v = \frac{2}{\pi} I_2 + \frac{2\theta}{\pi\kappa} I_3$$

$$(\sigma_y)_{y=0} = -\frac{2G}{\pi a} \left(1 + \frac{1}{\kappa}\right) I_4$$

$$(\tau_{xy})_{y=0} = -\frac{2G}{\pi a} \left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) I_5 \quad (XII.27)$$

(B) Birim Deplasman Durumu

$$u = \frac{2}{\pi} I_2 - \frac{2\theta}{\pi\kappa} I_3$$

$$v = \frac{2\theta}{\pi\kappa} I_1$$

$$(\sigma_y)_{y=0} = \frac{2G}{\pi a} \left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) I_5$$

$$(\tau_{xy})_{y=0} = -\frac{2G}{\pi a} \left(1 + \frac{1}{\kappa}\right) I_4$$

(XII.28)

Yukarıdaki ifadelerde

$$I_1 = \int_0^{\infty} \frac{(1 - \cos \eta)}{\eta} e^{-\eta\theta} \sin \eta z \, d\eta$$

$$I_2 = \int_0^{\infty} \frac{(1 - \cos \eta)}{\eta^2} e^{-\eta\theta} \cos \eta z \, d\eta$$

$$I_3 = \int_0^{\infty} \frac{(1 - \cos \eta)}{\eta} e^{-\eta\theta} \cos \eta z \, d\eta$$

$$I_4 = \int_0^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)}{\eta} \cos\eta z \, d\eta$$

$$I_5 = \int_0^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)}{\eta} \sin\eta z \, d\eta \quad (\text{XII.29})$$

integrallerini göstermektedir. I_4 integralinin I_3 ün, I_5 integralinin ise I_1 in $\theta = 0$ özel durumuna karşı geldiği görülmektedir.

Yukarıdaki integrallerin kapalı çözümleri, Kısım XII.4 de (XII.60), (XII.61) ve (XII.62) ile verilen Fourier Convolution bağıntıları yardımı ile elde edilmiştir. Bu çözümler (XII.27) ve (XII.28) de yerlerine konularak, yarı sonsuz ortam özel durumu için deplasman ve gerilmeler aşağıdaki şekilde elde edilir :

(A) Birim deplasman durumu

$$u = \frac{\theta}{\pi\kappa} \operatorname{arctg} \frac{2\theta z}{(\theta^2+z^2)^2-\theta^2-z^2}$$

$$v = \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{2\theta}{\theta^2+z^2-1} - \frac{z}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{2\theta z}{(\theta^2+z^2)^2-\theta^2-z^2}$$

$$- \frac{1}{2\pi} \left(1 - \frac{1}{\kappa} \right) \theta \ln \frac{(\theta^2+z^2-1)^2+4\theta^2}{(\theta^2+z^2)^2}$$

$$(\sigma_y)_{y=0} = -\frac{G}{2\pi a} \left(1 + \frac{1}{\kappa}\right) \ln \frac{(z^2-1)^2}{z^4}$$

$$(\tau_{xy})_{y=0} = \begin{cases} -\frac{G}{a} \left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) & 0 \leq z \leq 1 \\ 0 & 1 < z < \infty \end{cases}$$

(B) Birim deplasman durumu

$$u = \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{2\theta}{\theta^2+z^2-1} - \frac{z}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{2\theta z}{(\theta^2+z^2)^2+\theta^2-z^2}$$

$$- \frac{1}{2\pi} \left(1 + \frac{1}{\kappa}\right) \theta \ln \frac{(\theta^2+z^2-1)^2+4\theta^2}{(\theta^2+z^2)^2}$$

$$v = \frac{\theta}{\pi\kappa} \operatorname{arctg} \frac{2\theta z}{(\theta^2+z^2)^2+\theta^2-z^2}$$

$$(\sigma_y)_{y=0} = \begin{cases} \frac{G}{a} (1 - \frac{1}{\kappa}) & 0 \leq z \leq 1 \\ 0 & 1 < z < \infty \end{cases}$$

$$(\tau_{xy})_{y=0} = -\frac{G}{2\pi a} (1 + \frac{1}{\kappa}) \ln \frac{(z^2 - 1)^2}{z^4}$$

Yukarıdaki ifadelerde deplasman fonksiyonlarının $\theta \rightarrow 0$ için limiti $g(x)$ sınır şartı fonksiyonunu sağlamaktadır. $g(x)$ fonksiyonu boyutsuz olduğundan yukarıdaki bağıntıların uzunluk boyutu ile çarpılarak kullanılması gerekmektedir.

XII.2. TEK TABAKALI SONSUZ ORTAMDA STATİK BİRİM DEPLASMAN SABİTLERİNİN KAPALI İFADELERİ VE İNTEGRASYON SONUÇLARI

Tek tabakalı sonsuz ortamda, statik birim deplasman sabitlerinin, ters Fourier dönüşüm integralleri halinde elde edilen ifadeleri aşağıda verilmiştir.

$$(k_{xx})_{j0} = \frac{4G}{\pi} (1 + \frac{1}{\kappa}) \left[\int_0^{\infty} \frac{(1 - \cos \eta)^2}{\eta^3} \cos \eta z_{j0} d\eta \right]$$

$$+ 2 \int_0^{\infty} \frac{(1 - \cos \eta)^2}{\eta^3} e^{-2\alpha \eta} \cos \eta z_{j0} d\eta$$

$$\begin{aligned}
& - 4 \frac{\alpha}{\kappa} \int_0^{\infty} \frac{(1-\cosh \eta)^2}{\eta^2} e^{-2\alpha\eta} \cosh \eta z_{j0} d\eta \\
& + 4 \frac{\alpha^2}{\kappa^2} \int_0^{\infty} \frac{(1-\cosh \eta)^2}{\eta} e^{-2\alpha\eta} \cosh \eta z_{j0} d\eta \\
& + 2 \int_0^{\infty} \frac{(1-\cosh \eta)^2}{\eta} e^{-4\alpha\eta} \cosh \eta z_{j0} d\eta \\
& - 8 \frac{\alpha}{\kappa} \int_0^{\infty} \frac{(1-\cosh \eta)^2}{\eta^2} e^{-4\alpha\eta} \cosh \eta z_{j0} d\eta \\
& + 16 \frac{\alpha^2}{\kappa^2} \int_0^{\infty} \frac{(1-\cosh \eta)^2}{\eta} e^{-4\alpha\eta} \cosh \eta z_{j0} d\eta \\
& - 16 \frac{\alpha^3}{\kappa^3} \int_0^{\infty} (1-\cosh \eta)^2 e^{-4\alpha\eta} \cosh \eta z_{j0} d\eta \\
& + 16 \frac{\alpha^4}{\kappa^4} \int_0^{\infty} \eta (1-\cosh \eta)^2 e^{-4\alpha\eta} \cosh \eta z_{j0} d\eta
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + 2 \int_0^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta} e^{-6\alpha\eta} \cos\eta z_{jo} \, d\eta \\
& - 12 \frac{\alpha}{\kappa} \int_0^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^2} e^{-6\alpha\eta} \cos\eta z_{jo} \, d\eta \\
& + 36 \frac{\alpha^2}{\kappa^2} \int_0^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta} e^{-6\alpha\eta} \cos\eta z_{jo} \, d\eta \\
& - 64 \frac{\alpha^3}{\kappa^3} \int_0^{\infty} (1-\cos\eta)^2 e^{-6\alpha\eta} \cos\eta z_{jo} \, d\eta \\
& + 96 \frac{\alpha^4}{\kappa^4} \int_0^{\infty} \eta (1-\cos\eta)^2 e^{-6\alpha\eta} \cos\eta z_{jo} \, d\eta \\
& - 64 \frac{\alpha^5}{\kappa^5} \int_0^{\infty} \eta^2 (1-\cos\eta)^2 e^{-6\alpha\eta} \cos\eta z_{jo} \, d\eta \\
& + 64 \frac{\alpha^6}{\kappa^6} \int_0^{\infty} \eta^3 (1-\cos\eta)^2 e^{-6\alpha\eta} \cos\eta z_{jo} \, d\eta \Big] \quad (\text{XII.32})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
(k_{xy})_{j0} = (k_{yx})_{j0} = & \frac{4G}{\pi} \left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) \int_0^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^3} \sin\eta z_{j0} \, d\eta \\
& - \frac{16G}{\pi} \left(1 + \frac{1}{\kappa}\right) \frac{\alpha^2}{\kappa^2} \left[\int_0^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta} e^{-2\alpha\eta} \sin\eta z_{j0} \, d\eta \right. \\
& + 2 \int_0^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta} e^{-4\alpha\eta} \sin\eta z \, d\eta \\
& + 4 \frac{\alpha^2}{\kappa^2} \int_0^{\infty} \eta (1-\cos\eta)^2 e^{-4\alpha\eta} \sin\eta z \, d\eta \\
& + 3 \int_0^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta} e^{-6\alpha\eta} \sin\eta z_{j0} \, d\eta \\
& + 16 \frac{\alpha^2}{\kappa^2} \int_0^{\infty} \eta (1-\cos\eta)^2 e^{-6\alpha\eta} \sin\eta z_{j0} \, d\eta \\
& \left. - 16 \frac{\alpha^4}{\kappa^4} \int_0^{\infty} \eta^3 (1-\cos\eta)^2 e^{-6\alpha\eta} \sin\eta z_{j0} \, d\eta \right] \quad (\text{XII.33})
\end{aligned}$$

$(k_{yy})_{j0}$ birim deplasman sabitini oluşturan bütün terimler, hepsinin işareti (-) olmak üzere, (XII.32) ile verilen $(k_{xx})_{j0}$ ifadesinin aynısıdır.

Yukarıdaki ifadelerde yer alan integrallerin tümü kapalı olarak elde edilebilmektedir. İntegrasyon işlemleri ile ilgili ayrıntılara burada yer verilmemiştir.

Aşağıdaki ifadelerde şu kısaltmalar yapılmıştır :

$$K_1 = 1 + \frac{1}{\kappa}, \quad K_2 = 1 - \frac{1}{\kappa}, \quad K_3 = 2 + \frac{1}{\kappa}, \quad K_4 = 2 - \frac{1}{\kappa} \quad (\text{XII.34})$$

$$C_k = \begin{cases} 1/4 & (k = -2) \\ -1 & (k = -1) \\ 3/2 & (k = 0) \\ -1 & (k = +1) \\ 1/4 & (k = +2) \end{cases} \quad (\text{XII.35})$$

$$z_{jk} = z_{j0} + k \quad (k = -2, -1, 0, +1, +2) \quad (\text{XII.36})$$

$$J_1 = \sum_{k=-2}^2 C_k z_{jk}^2 \ln(z_{jk})$$

$$J_2(p) = p^2 \sum_{k=-2}^2 C_k \left(1 - \frac{z_{jk}^2}{p^2}\right) \ln \left(1 + \frac{z_{jk}^2}{p^2}\right)$$

$$J_3(p) = p^2 \sum_{k=-2}^2 c_k \frac{z_{jk}}{p} \operatorname{arctg} \left(\frac{z_{jk}}{p} \right)$$

$$J_4(p) = p^2 \sum_{k=-2}^2 c_k \ln \left(1 + \frac{z_{jk}^2}{p^2} \right)$$

$$J_5(p) = p^2 \sum_{k=-2}^2 c_k \left(1 + \frac{z_{jk}^2}{p^2} \right)^{-1}$$

$$J_6(p) = p^2 \sum_{k=-2}^2 c_k \left(1 - \frac{z_{jk}^2}{p^2} \right) \left(1 + \frac{z_{jk}^2}{p^2} \right)^{-2}$$

$$J_7(p) = p^2 \sum_{k=-2}^2 c_k \left(1 - 3 \frac{z_{jk}^2}{p^2} \right) \left(1 + \frac{z_{jk}^2}{p^2} \right)^{-3}$$

$$J_8(p) = p^2 \sum_{k=-2}^2 c_k \left(1 - 6 \frac{z_{jk}^2}{p^2} + \frac{z_{jk}^4}{p^4} \right) \left(1 + \frac{z_{jk}^2}{p^2} \right)^{-4}$$

$$J_9(p) = p^2 \sum_{k=-2}^2 c_k \operatorname{arctg} \frac{z_{jk}}{p}$$

$$J_{10}(p) = p^2 \sum_{k=-2}^2 c_k \frac{z_{jk}}{p} \left(1 + \frac{z_{jk}^2}{p^2} \right)^{-2}$$

$$J_{11}(p) = p^2 \sum_{k=-2}^2 c_k \frac{z_{jk}}{p} \left(p - \frac{z_{jk}^2}{p^2} \right) \left(1 + \frac{z_{jk}^2}{p^2} \right)^{-4}$$

(XII.37)

Yukarıdaki kısaltmalar gözönüne alınarak elde edilen statik birim deplasman sabitlerine ait ifadeler aşağıda verilmiştir.

$$\begin{aligned} (k_{xx})_{jo} = \frac{G}{\pi} K_1 \left[J_1 - J_2(2\alpha) + 4K_1 J_3(2\alpha) - \frac{1}{\kappa} K_3 J_4(2\alpha) \right. \\ - J_2(4\alpha) + 4K_1 J_3(4\alpha) - \frac{1}{\kappa} K_3 J_4(4\alpha) - \frac{1}{2\kappa^3} J_5(4\alpha) \\ + \frac{1}{8\kappa^4} J_6(4\alpha) - J_2(6\alpha) + 4K_1 J_3(6\alpha) - \frac{1}{\kappa} K_3 J_4(6\alpha) \\ \left. - \frac{16}{27\kappa^3} J_5(6\alpha) + \frac{4}{27\kappa^4} J_6(6\alpha) - \frac{8}{27\kappa^5} J_7(6\alpha) + \frac{4}{27\kappa^6} J_8(6\alpha) \right] \end{aligned}$$

(XII.38)

$$\begin{aligned} (k_{yy})_{jo} = \frac{G}{\pi} K_1 \left[J_1 - J_2(2\alpha) + 4K_2 J_3(2\alpha) + \frac{1}{\kappa} K_4 J_4(2\alpha) \right. \\ - J_2(4\alpha) + 4K_2 J_3(4\alpha) + \frac{1}{\kappa} K_4 J_4(4\alpha) + \frac{1}{2\kappa^3} J_5(4\alpha) \\ \left. + \frac{1}{8\kappa^4} J_6(4\alpha) - J_2(6\alpha) + 4K_2 J_3(6\alpha) + \frac{1}{\kappa} K_4 J_4(6\alpha) \right] \end{aligned}$$

$$\left[+ \frac{16}{27\kappa^3} J_5(6\alpha) + \frac{4}{27\kappa^4} J_6(6\alpha) + \frac{8}{27\kappa^5} J_7(6\alpha) + \frac{4}{27\kappa^6} J_8(6\alpha) \right]$$

(XII.39)

$$(k_{xy})_{j0} = 0$$

$$(z_{j0} = 0)$$

$$(k_{xy})_{j0} = \frac{G}{2} K_2 - (\bar{k}_{xy})_{j0}$$

$$(z_{j0} = 1)$$

$$(k_{xy})_{j0} = -(\bar{k}_{xy})_{j0}$$

$$(1 < z_{j0} < \infty)$$

$$\begin{aligned} (\bar{k}_{xy})_{j0} = & 2 \frac{G}{\pi} K_1 \left[\frac{2}{\kappa^2} J_9(2\alpha) + \frac{1}{\kappa^2} J_9(4\alpha) + \frac{1}{\kappa^4} J_{10}(4\alpha) \right. \\ & \left. + \frac{2}{3\kappa^2} J_9(6\alpha) + \frac{16}{27\kappa^4} J_{10}(6\alpha) + \frac{16}{243\kappa^4} J_{11}(6\alpha) \right] \end{aligned}$$

(XII.40)

Tek tabakalı sonsuz ortamda statik birim deplasman sabitlerinin sayısal hesabı, IX. Bölümde açıklandığı gibi, BIDE altprogramı yardımı ile yapılmıştır.

XII.3. TEK TABAKALI SONSUZ ORTAMDA BİRİM İVME SABİTLERİNİN KAPALI İFADELERİ VE SAYISAL İNTEGRASYON İŞLEMLERİ

Tek tabakalı sonsuz ortamda, birim ivme sabitlerinin integral ifadeleri aşağıda verilmiştir.

$$\begin{aligned}
 (m_{xx})_{j0} = & \frac{2\rho a^2}{\pi} \left[\left(1 - \frac{1}{\kappa} + \frac{1}{\kappa^2}\right) \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^5} \cos\eta z_{j0} d\eta \right. \\
 & + 2 \left(1 - \frac{1}{\kappa} + \frac{1}{\kappa^2}\right) \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^5} e^{-2\alpha\eta} \cos\eta z_{j0} d\eta \\
 & - 4 \left(1 + \frac{1}{\kappa} - \frac{1}{\kappa^2} + \frac{2}{\kappa^3}\right) \alpha \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^4} e^{-2\alpha\eta} \cos\eta z_{j0} d\eta \\
 & + \frac{4}{\kappa} \left(2 + \frac{1}{\kappa} - \frac{1}{\kappa^2} + \frac{3}{\kappa^3}\right) \alpha^2 \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^3} e^{-2\alpha\eta} \cos\eta z_{j0} d\eta \\
 & - \frac{8}{\kappa^2} \alpha^3 \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^2} e^{-2\alpha\eta} \cos\eta z_{j0} d\eta \\
 & + 2 \left(1 - \frac{1}{\kappa} + \frac{1}{\kappa^2}\right) \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^5} e^{-4\alpha\eta} \cos\eta z_{j0} d\eta \\
 & \left. - 8 \left(1 + \frac{1}{\kappa} - \frac{1}{\kappa^2} + \frac{2}{\kappa^3}\right) \alpha \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^4} e^{-4\alpha\eta} \cos\eta z_{j0} d\eta \right]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{16}{\kappa} \left(2 + \frac{1}{\kappa} - \frac{1}{\kappa^2} + \frac{3}{\kappa^3} \right) \alpha^2 \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^3} e^{-4\alpha\eta} \cos\eta z_{j0} d\eta \\
& - \frac{16}{\kappa^2} \left(4 + \frac{1}{\kappa} - \frac{1}{\kappa^2} + \frac{4}{\kappa^3} \right) \alpha^3 \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^2} e^{-4\alpha\eta} \cos\eta z_{j0} d\eta \\
& + \frac{16}{\kappa^3} \left(4 + \frac{1}{\kappa} - \frac{1}{\kappa^2} + \frac{5}{\kappa^3} \right) \alpha^4 \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta} e^{-4\alpha\eta} \cos\eta z_{j0} d\eta \\
& - \frac{64}{\kappa^4} \alpha^5 \int_{a_0}^{\infty} (1-\cos\eta)^2 e^{-4\alpha\eta} \cos\eta z_{j0} d\eta \Big] \quad (\text{XII.41})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
(m_{xy})_{j0} &= (m_{yx})_{j0} = \frac{2pa^2}{\pi} \left[\frac{1}{\kappa^2} \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^5} \sin\eta z_{j0} d\eta \right. \\
& + \frac{4}{\kappa^2} \left(1 + \frac{3}{\kappa^2} \right) \alpha^2 \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^3} e^{-2\alpha\eta} \sin\eta z_{j0} d\eta \\
& - \frac{8}{\kappa^2} \alpha^3 \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^2} e^{-2\alpha\eta} \sin\eta z_{j0} d\eta \\
& \left. + \frac{8}{\kappa^2} \left(1 + \frac{3}{\kappa^2} \right) \alpha^2 \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^3} e^{-4\alpha\eta} \sin\eta z_{j0} d\eta \right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{32}{\kappa^2} \alpha^3 \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^2} e^{-4\alpha\eta} \sin\eta z_{j0} d\eta \\
& + \frac{16}{\kappa^4} \left(1 + \frac{5}{\kappa^2}\right) \alpha^4 \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta} e^{-4\alpha\eta} \sin\eta z_{j0} d\eta \\
& - \frac{64}{\kappa^4} \alpha^5 \int_{a_0}^{\infty} (1-\cos\eta)^2 e^{-4\alpha\eta} \sin\eta z_{j0} d\eta \quad (XII.42)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
(m_{yy})_{j0} = & \frac{2pa^2}{\pi} \left[\left(1 + \frac{1}{\kappa} + \frac{1}{\kappa^2}\right) \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^5} \cos\eta z_{j0} d\eta \right. \\
& + 2 \left(1 + \frac{1}{\kappa} + \frac{1}{\kappa^2}\right) \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^5} e^{-2\alpha\eta} \cos\eta z_{j0} d\eta \\
& - 4 \left(1 - \frac{1}{\kappa} - \frac{1}{\kappa^2} - \frac{2}{\kappa^3}\right) \alpha \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^4} e^{-2\alpha\eta} \cos\eta z_{j0} d\eta \\
& - \frac{4}{\kappa} \left(2 - \frac{1}{\kappa} - \frac{1}{\kappa^2} - \frac{3}{\kappa^3}\right) \alpha^2 \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^3} e^{-2\alpha\eta} \cos\eta z_{j0} d\eta \\
& \left. - \frac{8}{\kappa^2} \alpha^3 \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^2} e^{-2\alpha\eta} \cos\eta z_{j0} d\eta \right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + 2 \left(1 + \frac{1}{\kappa} + \frac{1}{\kappa^2} \right) \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^5} e^{-4\alpha\eta} \cos\eta z_{j_0} d\eta \\
& - 8 \left(1 - \frac{1}{\kappa} - \frac{1}{\kappa^2} - \frac{2}{\kappa^3} \right) \alpha^2 \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^4} e^{-4\alpha\eta} \cos\eta z_{j_0} d\eta \\
& - \frac{16}{\kappa} \left(2 - \frac{1}{\kappa} - \frac{1}{\kappa^2} - \frac{3}{\kappa^3} \right) \alpha^2 \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^3} e^{-4\alpha\eta} \cos\eta z_{j_0} d\eta \\
& - \frac{16}{\kappa^2} \left(4 - \frac{1}{\kappa} - \frac{1}{\kappa^2} - \frac{4}{\kappa^3} \right) \alpha^3 \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta^2} e^{-4\alpha\eta} \cos\eta z_{j_0} d\eta \\
& - \frac{16}{\kappa^3} \left(4 - \frac{1}{\kappa} - \frac{1}{\kappa^2} - \frac{5}{\kappa^3} \right) \alpha^4 \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos\eta)^2}{\eta} e^{-4\alpha\eta} \cos\eta z_{j_0} d\eta \\
& - \frac{64}{\kappa^4} \alpha^5 \int_{a_0}^{\infty} (1-\cos\eta)^2 e^{-4\alpha\eta} \cos\eta z_{j_0} d\eta \Big] \quad (\text{XII.43})
\end{aligned}$$

Yukarıdaki ifadelerde yer alan integrallerin birkaçı dışında diğerleri kapalı olarak ifade edilebilmektedir. Ancak burada, bütünlüğün bozulmaması düşüncesiyle her üç ifadede yer alan integrallerin hesabında, ayrıntıları aşağıda açıklanacak olan yarı sayısal yöntem uygulanmıştır.

Kısım III.3.2.1. de belirtildiği gibi, (XII.41), (XII.42) ve (XII.43) ifadelerindeki ilk terimler, yarı sonsuz ortamın birim ivme sabitlerine karşı gelmektedirler. Bu terimlerdeki

integraller, yarı sonsuz ortamda dalga denkleminin çözümü ile elde edilen dinamik birim deplasman sabitlerinin Kısım XII.5 de verilen sayısal hesabında elde edilmişlerdir. Söz konusu integrallerin sonuçları aşağıda verilmiştir :

$$\begin{aligned}
 (m_{xx})_{jo} = (m_{yy})_{jo} &= \frac{2\rho a^2}{\pi} \left(1 + \frac{1}{\kappa} + \frac{1}{\kappa^2} \right) \cdot \\
 &\cdot \sum_{k=2}^2 C_k \left[\frac{1}{4a_o^4} \left(1 - \frac{a_o^2 z_{jk}^2}{6} \right) \cos(a_o z_{jk}) \right. \\
 &\left. - \frac{z_{jk}}{12a_o^3} \left(1 - \frac{a_o^2 z_{jk}^2}{2} \right) \sin(a_o z_{jk}) - \frac{z_{jk}^2}{24} Ci(a_o z_{jk}) \right]
 \end{aligned}
 \tag{XII.44}$$

$$\begin{aligned}
 (m_{xy})_{jo} = (m_{yx})_{jo} &= \frac{2\rho a^2}{\pi \kappa^2} \cdot \\
 &\cdot \sum_{k=2}^2 C_k \left[\frac{1}{4a_o^4} \left(1 - \frac{a_o^2 z_{jk}^2}{6} \right) \sin(a_o z_{jk}) \right. \\
 &\left. + \frac{z_{jk}}{12a_o^3} \left(1 - \frac{a_o^2 z_{jk}^2}{2} \right) \cos(a_o z_{jk}) - \frac{z_{jk}^2}{24} si(a_o z_{jk}) \right]
 \end{aligned}
 \tag{XII.45}$$

Yukarıdaki ifadelerde yer alan C_k ve z_{jk} , (XII.35) ve (XII.36) da tanımlandığı gibidir. Ci ve si_{jk} şeklinde gösterilen kosinüs ve sinüs integral fonksiyonları, tanımları uyarınca

$$Ci(x) = - \int_x^{\infty} \frac{\cos t}{t} dt \quad (XII.46)$$

$$si(x) = - \int_x^{\infty} \frac{\sin t}{t} dt \quad (XII.47)$$

dir. Bu fonksiyonlar, yakınsak seri açılımları veya hesaplanmış değerler olarak matematik el kitaplarında verilmiştir [1]. Fonksiyonların sayısal hesabı ile ilgili ayrıntılar IX. Bölümde açıklanmıştır.

(XII.41) ve (XII.43) ifadelerinde ikinci ve altıncı terimlerde yer alan

$$\int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos \eta)^2}{\eta^5} e^{-p\eta} \cos \eta z_{j0} d\eta \quad (p = 2,4)$$

integrali kapalı olarak elde edilememektedir. Sayısal olarak yapılan integrasyonda aşağıdaki yol izlenmiştir.

İntegrandda yer alan $(1-\cos \eta)^2$ ifadesi Maclaurin serisine açılarak

$$(1-\cos \eta)^2 = \frac{\eta^4}{4} - \frac{\eta^6}{24} + \frac{\eta^8}{320} - \frac{17 \eta^{10}}{120960} + \frac{31 \eta^{12}}{7257600} - \frac{\eta^{14}}{10644480} + \dots$$

(XII.49)

elde edilmiştir. $e^{-p\eta}$ terimindeki p değerinin en küçük değeri 100 olarak kabul edildiğinde integrasyon işlemi içinde (XII.49) açılımındaki altı terim yeterli olmaktadır.

Bu açılım (XII.48) integralinde yerine konulur ve

$$t = p\eta \quad (\text{XII.50})$$

dönüşümü yapılırsa,

$$\begin{aligned} \int_{a_0}^{\infty} \frac{(1-\cos)^2}{\eta^5} e^{-p\eta} \cos \eta z_{j_0} d\eta &= \frac{1}{4} \int_{a_{0p}}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} \cos\left(\frac{z_{j_0}}{p} t\right) dt \\ &- \frac{1}{24p^2} \int_{a_{0p}}^{\infty} t e^{-t} \cos\left(\frac{z_{j_0}}{p} t\right) dt + \frac{1}{320 p^4} \int_{a_{0p}}^{\infty} t^3 e^{-t} \cos\left(\frac{z_{j_0}}{p} t\right) dt \\ &- \frac{17}{120960 p^6} \int_{a_{0p}}^{\infty} t^5 e^{-t} \cos\left(\frac{z_{j_0}}{p} t\right) dt + \frac{31}{7257600 p^8} \int_{a_{0p}}^{\infty} t^7 e^{-t} \cos\left(\frac{z_{j_0}}{p} t\right) dt \\ &- \frac{1}{10644480 p^{10}} \int_{a_{0p}}^{\infty} t^9 e^{-t} \cos\left(\frac{z_{j_0}}{p} t\right) dt + \dots \quad (\text{XII.51}) \end{aligned}$$

elde edilir.

(XII.51) ifadesinde birinci integral dışındaki tüm integraller kapalı olarak elde edilebilir. Bu integrallerin sonuçları genel olarak

$$\begin{aligned} &\int_{a_{0p}}^{\infty} t^n e^{-t} \cos\left(\frac{z_{j_0}}{p} t\right) dt \\ &= \sum_{m=1}^{n+1} \frac{n!}{(n-m+1)!} \cdot \frac{(a_{0p})^{(n-m+1)}}{r^m} \cos(m\gamma + a_{0p} z_{j_0}) \quad (\text{XII.52}) \end{aligned}$$

şeklindedir. Bu genel ifadede

$$r = \left(1 + \frac{z_{jo}^2}{p^2}\right)^{1/2}$$

$$\gamma = \arctg \frac{z_{jo}}{p}$$

dir.

(XII.51) ifadesindeki birinci integralin hesabı için ilk adımda, kısım kısım integrasyonla

$$\int_{a_{op}}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} \cos\left(\frac{z_{jo}}{p} t\right) dt = -e^{-a_{op}} \text{Ci}(a_{op} z_{jo}) + \int_{a_{op}}^{\infty} e^{-t} \text{Ci}\left(\frac{z_{jo}}{p} t\right) dt \quad (\text{XII.53})$$

bağıntısı elde edilir. Bağıntının sağ tarafındaki integralin alınabilmesi için Ci fonksiyonunun

$$\text{Ci}(x) = 0,5772156649 + \ln(x) + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m x^{2m}}{2m (2m)!}$$

şeklindeki yakınsak açılımından faydalanılmıştır. Böylece

$$\begin{aligned} \int_{a_{op}}^{\infty} e^{-t} \text{Ci}\left(\frac{z_{jo}}{p} t\right) dt &= 0,57721566 \int_{a_{op}}^{\infty} e^{-t} dt \\ &+ \int_{a_{op}}^{\infty} e^{-t} \ln\left(\frac{z_{jo}}{p} t\right) dt + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m}{2m(2m)!} \left(\frac{z_{jo}}{p}\right)^{2m} \int_{a_{op}}^{\infty} t^{2m} e^{-t} dt \end{aligned} \quad (\text{XII.54})$$

elde edilir. a_p büyüklüğünün alabileceği değerler gözönünde tutularak, yukarıdaki toplamda en fazla 20 terimin yeterli olacağı sayısal araştırmalarla saptanmıştır. (XII.54) deki integrallerin sonuçları aşağıdaki şekilde elde edilir:

$$\int_{a_{op}}^{\infty} e^{-t} dt = e^{-a_{op}} \quad (XII.55)$$

$$\int_{a_{op}}^{a_{op} p_{\infty}} e^{-t} \ln\left(\frac{z_{jo}}{p} t\right) dt = e^{-a_{op}} \ln(a_o z_{jo}) + E_1(a_{op}) \quad (XII.56)$$

$$\int_{a_{op}}^{\infty} t^m e^{-t} dt = e^{-a_{op}} \sum_{i=1}^{m+1} \frac{m!}{(m-i+1)!} (a_{op})^{(m-i+1)} \quad (XII.57)$$

(XII.56) ifadesindeki E_1 fonksiyonu

$$E_1(x) = \int_x^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt \quad (XII.58)$$

şeklinde tanımlanan "eksponansiyel integral" fonksiyonunu göstermektedir. Bu fonksiyon ile ilgili yakınsak seri açılımları Ref. [1] de verilmiştir.

(XII.55), (XII.56) ve (XII.57) sonuçları (XII.54) de, onun da (XII.53) de yerine konulması sonucunda, (XII.51) ifadesindeki ilk integral de elde edilmiş olmaktadır.

(XII.41) ve (XII.43) ifadelerinde, yukarıda sonuçları elde edilenlerin dışında kalan integrallerin tümü (XII.49) seri açılımı gözönünde tutularak (XII.52) bağıntısı yardımı ile hesaplanabilmektedir.

(XII.42) ifadesindeki birinci terimin dışında kalan integraller de (XII.49) açılımı ile birlikte, (XII.52) bağıntısına benzer olarak elde edilen

$$\int_{a_0 p}^{\infty} t^n e^{-t} \sin\left(\frac{z_{j_0}}{p} t\right) dt$$

$$= \sum_{m=1}^{n+1} \frac{n!}{(n-m+1)!} \cdot \frac{(a_0 p)^{(n-m+1)}}{r^m} \sin(m\gamma + a_0 z_{j_0}) \quad (\text{XII.59})$$

bağıntısı ile hesaplanırlar.

Tek tabakalı sonsuz ortamda birim ivme sabitlerinin sayısal hesabının yapılmasını sağlayan BIVME altprogramının ayrıntıları IX. Bölümde açıklanmıştır.

XII.4. FOURIER CONVOLUTION BAĞINTILARI

$F_s(\eta)$ ve $F_c(\eta)$, bir $f(z)$ fonksiyonunun; $G_s(\eta)$ ve $G_c(\eta)$ ise bir $g(z)$ fonksiyonunun sırası ile Fourier sinüs ve kosinüs dönüşümleri ise, aşağıdaki Convolution bağıntıları yazılabilir:

$$\int_0^{\infty} F_s(\eta) G_c(\eta) \sin \eta z \, d\eta = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} f(t) \left[g(z-t) - g(z+t) \right] dt \quad (\text{XII.60})$$

$$\int_0^{\infty} F_c(\eta) G_c(\eta) \cos \eta z \, d\eta = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} f(t) \left[g(z+t) + g(z-t) \right] dt \quad (\text{XII.61})$$

$$\int_0^{\infty} F_s(\eta) G_s(\eta) \cos \eta z \, d\eta = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} f(t) \left[g(z+t) - g(z-t) \right] dt \quad (\text{XII.62})$$

$F(\eta)$ ve $G(\eta)$, $f(z)$ ve $g(z)$ fonksiyonlarının eksponansiyel Fourier dönüşümlerini gösterdiğine göre, bir diğer Fourier Convolution bağıntısı

$$\int_{-\infty}^{\infty} F(\eta) G(\eta) e^{i\eta z} d\eta = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} f(-z) g(z) dz \quad (\text{XII.63})$$

şeklindedir [58].

XII.5. YARI SONSUZ ORTAMIN DİNAMİK BİRİM DEPLASMAN SABİTLERİNİN SAYISAL HESABI.

III.Bölümde, Kısım III.2.1 de, dalga denkleminin çözümü ile elde edilen yarı sonsuz ortamın dinamik birim deplasman sabitleri Fourier Ters Dönüşüm İntegralleri halinde (III.12), (III.13) ve (III.14) ifadeleri ile verilmiştir. Kısım III.2.1 de açıklandığı gibi, bu çalışmada söz konusu integrallerin gerçel kısımlarının hesabı ile yetinilmektedir. Deprem hesabında söz konusu olan frekans değerleri gözönünde tutularak yapılan sayısal araştırmalar; Tablo (III.1)de gösterilen ilk iki bölgedeki gerçel değerlerin, $a_0 < \eta < \infty$ bölgesindekilere oranla terkedilebilecek derecede küçük olduğunu göstermiştir. Bu bakımdan, her üç integralin de gerçel değerler aldığı $a_0 < \eta < \infty$ bölgesindeki integrasyon özel bir önem kazanmaktadır. Yapılan sayısal araştırmalar; (III.12), (III.13) ve (III.14) ifadelerinin integrandlarında, trigonometrik terimler dışında kalan kısımların hızlı bir asimptotik eğilim gösterdiklerini ortaya çıkarmıştır. Bu nedenle, integrandların bu kısımları asimptotik serilere açılarak aşağıdaki ifadeler elde edilmiştir :

$$p(\eta) = \eta^4 [\eta^2 - (\eta^2 - a_o^2)^{1/2} (\eta^2 - \beta^2 a_o^2)^{1/2}]$$

kısaltması ile,

$$\frac{a_o^2 (\eta^2 - \beta^2 a_o^2)^{1/2}}{p(\eta)} = \sum_{m=1}^5 \frac{D_{2m+1}}{\eta^{(2m+1)}} \quad (\text{XII.64})$$

$$\frac{a_o^2 (\eta^2 - a_o^2)^{1/2}}{p(\eta)} = \sum_{m=1}^5 \frac{E_{2m+1}}{\eta^{(2m+1)}} \quad (\text{XII.65})$$

$$\frac{a_o^2 \eta}{p(\eta)} = \sum_{m=1}^5 \frac{F_{2m+1}}{\eta^{(2m+1)}} \quad (\text{XII.66})$$

elde edilir. D, E ve F katsayıları aşağıda verilmiştir :

$$D_3 = \frac{2}{(1+\beta^2)}$$

$$D_5 = - \frac{a_o^2 (1+3\beta^4)}{2(1+\beta^2)^2}$$

$$D_7 = - \frac{a_o^4 (1+2\beta^2 - 6\beta^4 + 10\beta^6 + \beta^8)}{8(1+\beta^2)^3}$$

$$D_9 = - \frac{a_o^6(1+3\beta^2+\beta^4-16\beta^6+21\beta^8+5\beta^{10}+\beta^{12})}{16(1+\beta^2)^4}$$

$$D_{11} = - \frac{a_o^8(5+20\beta^2+22\beta^4-20\beta^6-150\beta^8+180\beta^{10}+70\beta^{12}+28\beta^{14}+5\beta^{16})}{128(1+\beta^2)^5}$$

$$E_3 = \frac{2}{(1+\beta^2)}$$

$$E_5 = - \frac{a_o^2(3+\beta^4)}{2(1+\beta^2)^2}$$

$$E_7 = - \frac{a_o^4(1+10\beta^2-6\beta^4+2\beta^6+\beta^8)}{8(1+\beta^2)^3}$$

$$E_9 = - \frac{a_o^6(1+5\beta^2+21\beta^4-16\beta^6+\beta^8+3\beta^{10}+\beta^{12})}{16(1+\beta^2)^4}$$

$$E_{11} = - \frac{a_o^8(5+28\beta^2+70\beta^4+180\beta^6-150\beta^8-20\beta^{10}+22\beta^{12}+20\beta^{14}+5\beta^{16})}{128(1+\beta^2)^5}$$

$$F_3 = \frac{2}{(1+\beta^2)}$$

$$F_5 = -\frac{a_0^2(1-\beta^2)^2}{2(1+\beta^2)^2}$$

$$F_7 = -\frac{a_0^4(1-\beta^2)^2(1+6\beta^2+\beta^4)}{8(1+\beta^2)^3}$$

$$F_9 = -\frac{a_0^6(1+4\beta^2+7\beta^4-24\beta^6+7\beta^8+4\beta^{10}+\beta^{12})}{16(1+\beta^2)^4}$$

$$F_{11} = -\frac{a_0^8(5+24\beta^2+44\beta^4+40\beta^6-226\beta^8+40\beta^{10}+44\beta^{12}+24\beta^{14}+5\beta^{16})}{128(1+\beta^2)^5}$$

Bu asimptotik açılımlar, pek büyük olmayan a_0 değerleri için, alınan beş terimle, asıl fonksiyonları kabul edilebilir bir hata limiti içinde temsil edebilmektedirler. Daha büyük a_0 değerleri için serilerin asıl fonksiyonlara yakınsadığı bir $\eta = \eta_B > a_0$ değeri saptanarak a_0 ile η_B arasındaki kısım herhangi bir sayısal yöntem ile integre edilebilir. ^x

^x Özellikle, trigonometrik çarpanlı ve sonlu integraller için Filon tarafından geliştirilen yöntem [1], bu bölgedeki integrasyon için kullanılabilir.

Kısım XII.2 de kullanılan

$$z_{jk} = z_{jo} + k \quad (k = -2, -1, 0, +1, +2) \quad (\text{XII.36})$$

dönüşümü gözönünde tutularak, (III.12), (III.13) ve (III.14) bağıntılarında yer alan trigonometrik terimler aşağıdaki şekillerde ifade edilebilirler :

$$(1 - \cos \eta)^2 \cos \eta z_{jo} = \sum_{k=-2}^{+2} C_k \cos \eta z_{jk} \quad (\text{XII.67})$$

$$(1 - \cos \eta)^2 \sin \eta z_{jo} = \sum_{k=-2}^{+2} C_k \sin \eta z_{jk} \quad (\text{XII.68})$$

Bu ifadelerde

$$C_{-2} = C_{+2} = \frac{1}{4}$$

$$C_{-1} = C_{+1} = -1 \quad (\text{XII.35})$$

$$C_0 = \frac{3}{2}$$

değerlerini almaktadırlar. Bu durumda, a_0 ile ∞ arasındaki bölge için integral ifadeler aşağıdaki şekilde düzenlenebilir:

$$(k_{xx})_{jo} = \frac{4G}{\pi} \sum_{k=-2}^{+2} C_k \int_{a_0}^{\infty} \frac{a_0^2 (\eta^2 - \beta^2 a_0^2)^{1/2}}{p(\eta)} \cos \eta z_{jk} d\eta \quad (\text{XII.69})$$

$$(k_{yy})_{jo} = \frac{4G}{\pi} \sum_{k=2}^{+2} C_k \int_{a_o}^{\infty} \frac{a_o^2 (\eta^2 - a_o^2)^{1/2}}{p(\eta)} \cos \eta z_{jk} d\eta \quad (\text{XII.70})$$

$$I_{jo} = \frac{4G}{\pi} \sum_{k=2}^{+2} C_k \int_{a_o}^{\infty} \frac{a_o^2 \eta}{p(\eta)} \sin \eta z_{jk} d\eta \quad (\text{XII.71})$$

(XII.64), (XII.65) ve (XII.66) serileri, yukarıdaki ifadelerde yerlerine konularak düzenlenirse,

$$(k_{xx})_{jo} = \frac{4G}{\pi} \sum_{k=2}^{+2} C_k \sum_{m=1}^5 D_{2m+1} \int_{a_o}^{\infty} \frac{\cos \eta z_{jk}}{\eta^{(2m+1)}} d\eta \quad (\text{XII.72})$$

$$(k_{yy})_{jo} = \frac{4G}{\pi} \sum_{k=2}^{+2} C_k \sum_{m=1}^5 E_{2m+1} \int_{a_o}^{\infty} \frac{\cos \eta z_{jk}}{\eta^{(2m+1)}} d\eta \quad (\text{XII.73})$$

$$I_{jo} = \frac{4G}{\pi} \sum_{k=2}^{+2} C_k \sum_{m=1}^5 F_{2m+1} \int_{a_o}^{\infty} \frac{\sin \eta z_{jk}}{\eta^{(2m+1)}} d\eta \quad (\text{XII.74})$$

elde edilir. Bu ifadelerde yer alan integraller, Kısım XII.3 de (XII.46) ve (XII.47) ile tanımları verilen kosinüs ve sinüs integral fonksiyonları yardımı ile elde edilebilirler. (XII.46) ve (XII.47) den kısım kısım integrasyonla, m üstel parametresine bağlı olarak aşağıdaki rekürans bağıntıları elde edilir :

$$\int_{a_0}^{\infty} \frac{\cos \eta z_{jk}}{\eta^m} d\eta = A_{m1} \cos(a_0 z_{jk}) - A_{m2} \sin(a_0 z_{jk}) + A_{m3} \int_{a_0}^{\infty} \frac{\cos \eta z_{jk}}{\eta^{(m-2)}} d\eta \quad (\text{XII.75})$$

$$\int_{a_0}^{\infty} \frac{\sin \eta z_{jk}}{\eta^m} d\eta = A_{m1} \sin(a_0 z_{jk}) + A_{m2} \cos(a_0 z_{jk}) + A_{m3} \int_{a_0}^{\infty} \frac{\sin \eta z_{jk}}{\eta^{(m-2)}} d\eta \quad (\text{XII.76})$$

Bu bağıntılarda $m = 3, 5, 7, 9, 11$ değerlerini almakta, A_{mi} katsayıları ise,

$$A_{m1} = \frac{1}{(m-1)a_0^{(m-1)}}$$

$$A_{m2} = \frac{z_{jk}}{(m-1)(m-2)a_0^{(m-2)}} \quad (\text{XII.77})$$

$$A_{m3} = -\frac{z_{jk}^2}{(m-1)(m-2)}$$

şeklinde ifade edilmektedir. (XII.75) ve (XII.76) nın sağ taraflarındaki son terimleri oluşturan integraller, $m = 3$ için $Ci(a_0 z_{jk})$ ve $si(a_0 z_{jk})$ fonksiyonlarına indirgendiğinden; (XII.72), (XII.73) ve (XII.74) deki tüm integraler bu fonksiyonlara bağlı olarak ifade edilmiş olmaktadır.

$C_i(a_{z_{jk}})$ ve $s_i(a_{z_{jk}})$ fonksiyonları, Ref.[1] den yararlanılarak hazırlanan SICI altprogramı ile hesaplanmıştır. $z_{jk} = 0$ dan başlamak üzere her z_{jk} değeri için hesaplanan fonksiyonlar (XII.75) ve (XII.76) da yerlerine konularak bu integrallerin sonuçları $m = 3, 5, 7, 9, 11$ için ayrı ayrı elde edilmiş ve daha sonra (XII.72), (XII.73) ve (XII.74) deki iç ve dış toplamlar hesaplanmıştır.

NOTASYON

$(\dot{})$	: Zamana göre birinci türev
$(\ddot{})$	: Zamana göre ikinci türev
a	: Tek tabakalı ve yarı sonsuz ortamda düğüm noktalarının ara uzaklığı
a_0	: Boyutsuz frekans katsayısı
b	: Sonsuz rijit temelin yarı genişliği
c	: İki temel arasındaki uzaklığın yarısı
d_x, d_y	: Düğüm noktasının deplasmanının x ve y eksenleri doğrultusundaki bileşenleri
d_{10}, d_{20}, d_{30}	: Rijit cismin bağımsız deplasmanları
$d_{x0}, d_{y0}, \phi_{z0}$	: Rijit cismin bağımsız deplasmanları
d_{th}, d_{tv}	: Temel tabanındaki yer hareketinin yatay ve düşey bileşenleri
E, G	: Elastisite ve kayma modülleri
F	: Airy gerilme fonksiyonu
$g(x)$	: Tek tabakalı ve yarı sonsuz ortam sınırında birim durumlar için tanımlanan genlik fonksiyonu
h	: Tek tabakalı ortamın tabaka kalınlığı
h_i	: Üstyapının i inci katının temel tabanından itibaren yüksekliği
h_t	: Temel yüksekliği
H	: Temel üstünden itibaren toplam üstyapı yüksekliği
i	: Birim sanal sayı

k_{ij}	: Birim deplasman sabiti
m_{ij}	: Birim ivme sabiti
M_i	: i inci serbestlik derecesine karşı gelen tekil kütle
x, y	: Koordinat eksenleri
t	: Zaman
u, v	: Yatay ve düşey deplasman bileşenleri
V_s	: Kayma dalgası hızı
z	: Tek tabakalı ve yarı sonsuz ortamda boyutsuz absis
$[C]$	: Sistem viskoz sönüm matrisi
$[d]$	: Deplasman vektörü
$[\dot{d}]$	: Hız vektörü
$[\ddot{d}]$	: İvme vektörü
$[d_o], [d_{xo}]$	: Rijit cismin bağımsız deplasman vektörü
$[D]$	: Kompleks genlik vektörü
$[E]$	: Dinamik matris
$[F]$	: Sistem fleksibilite matrisi
$[I]$	: Birim matris veya vektör
$[k]$	: Birim deplasman matrisi (eleman rijitlik matrisi)
$[m]$	: Birim ivme matrisi (eleman yayılı kütle matrisi)
$[M]$	: Sistem kütle matrisi
$[P]$	: Kuvvet vektörü

- $[P]$: Dış yük vektörü
 $[S]$: Sistem rijitlik matrisi
 $[T]$: Dönüştürme matrisi
 $[U_0]$: Üniform deprem için dönüştürme vektörü
 α : Tek tabakalı ortamda boyutsuz tabaka kalınlığı
 β : Yapısal sönüm oranı
 ν : Poisson oranı
 $\sigma_x, \sigma_y, \tau_{xy}$: Düzlemsel gerilme bileşenleri
 ρ : Birim hacim kütlesi
 θ : Tek tabakalı sonsuz ortamda boyutsuz ordinat
 ω : Açısal frekans

REFERANSLAR

- [1] ABRAMOWITZ, M., STEGUN, I.A.(editör), "Handbook of Mathematical Functions",Dover Publications Inc.,1968.
- [2] "Afet Bölgelerinde Yapılacak Yapılar Hakkında Yönetmelik", İmar ve İskân Bakanlığı, Ankara, 1968.
- [3] "Afet Bölgelerinde Yapılacak Yapılar Hakkında Yönetmelik", İmar ve İskân Bakanlığı, Ankara, 1975.
- [4] AGABEIN, M.E., PARMELEE, R.A., LEE, S.L.,
"A Model Study of Soil-Structure Interaction",
Proc.XIII.Congress, International Association for
Bridge and Structural Engineering, New York,1968.
- [5] ARNOLD, R.N., BYCROFT, G.N., WARBURTON, G.B.,
"Forced Vibrations of a Body on an Infinite Elastic
Solid",Journal of Applied Mechanics, Transactions of
ASME, 1955, pp.391-401.
- [6] BARKAN, D.D., "Dynamics of Bases and Foundations",
McGraw-Hill, N.Y.,1962.
- [7] BERGLAND, G.D., "A Guided Tour of the Fast Fourier
Transform", IEEE Spectrum, Vol.6, No.7, 1969,pp.41-52.
- [8] BRANDOW, G.E., "Soil-Foundation-Structure Interaction
During Earthquake Excitations", Ph.D.Dissertation,
Stanford University, Technical Report No.145, 1971.
- [9] BYCROFT, G.N., "Forced Vibrations of a Rigid Circular
Plate on a Semi-Infinite Elastic Space and on an
Elastic Stratum", Philosophical Transactions,Royal
Society of London, Series A, No.948, Vol.248,1956,
pp. 327-368.

- [10] CASTELLANI, A., "Foundation Compliance Effects on Earthquake Response Spectra", Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division, ASCE, Vol.96, SM4, Proc. Paper 7425, 1970, pp.1335-1355.
- [11] CHOPRA, A.K., DIBAJ, M., CLOUGH, R.W., PENZIEN, J., SEED, H.B., "Earthquake Analysis of Earth Dams", Proc. IV. World Conference on Earthquake Engineering, Session A-5, pp.55-72, 1969, Santiago-Chile.
- [12] CHOPRA, A.K., GUITIERREZ, J.A., "Earthquake Response Analysis of Multistorey Buildings Including Foundation Interaction", Int.J.Earth.Engng. Struct.Dyn.Vol.3, 1974, pp. 65-77.
- [13] CHOPRA, A.K., PERUMALSWAMI, P.R., "Dam-Foundation Interaction During Earthquakes", IV. World Conference on Earthquake Engineering, Session A-6, pp.37-52, 1969, Santiago-Chile.
- [14] COOLEY, J.W., TUKEY, J.W., "An Algorithm for the Machine Calculation of Complex Fourier Series", Mathematical Computation, Vol.19, 1965, pp.297-301.
- [15] ÇAKIROĞLU, A., ÖZDEN, E., ÖZMEN, G., "Yapı Sistemlerinin Hesabı İçin Matris Metotları ve Elektronik Hesap Makinası Programları. Cilt I-II", İstanbul Teknik Üniversitesi, İstanbul.
- [16] ÇAKIROĞLU, A., "Elastik Mesnetli Sonsuz Rijit Cisimlerin Statik ve Dinamik Hesabı", İ.T.Ü.Dergisi, Cilt 30, sayı 1, 1972.
- [17] ÇAKIROĞLU, A., ÖZMEN, G., "Numerical-Integration of Forced-Vibration Equations", Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE, Vol.94, EM3, Proc. Paper 5968, 1968, pp. 711-729.
- [18] DUMANOĞLU, A.A., "The Dynamic Foundation Interaction of Multistorey Frames", Ph.D. Dissertation, University of Bristol, 1973.

- [19] ERGUVANLI, A., "Kohezyonlu Zeminlerin Dinamik Özelliklerinin Deneyisel Yöntemler ile Saptanması", Doktora Tezi, İ.T.Ü.Mühendislik-Mimarlık Fakültesi, 1975.
- [20] FAGEL, L.W., LIU, S.C., "Earthquake Interaction for Multistory Buildings", Journal of the Engineering Mechanics Division, Vol.98, EM4, Proc.Paper 9149, 1972, pp. 929-945.
- [21] FINN, W.D.L., EMERY, J.J., REIMER, B.B., "The Effect of Foundation Soils on Seismic Response of Structures", Proc.I.Canadian Conference on Earthquake Engineering, pp. 128-139, 1971.
- [22] FLEMING, J.F., SCREWVALA, F.N., KONDNER, R.L., "Foundation Superstructure Interaction Under Earthquake Motion", Proc.III.World Conference on Earthquake Engineering, Vol.I, pp.122-130, 1965, New Zealand.
- [23] HSIEH. T.K., "Foundation Vibrations" Proc.Institution of Civil Engineers, Vol.22, Paper No. 6571, 1962, pp. 211-225.
- [24] IDRIS, I.M., LYSMER, J., HWANG, R., SEED, H.B., "A Computer Program for Finite Element Analysis of Soil Deposits with Variable Damping", EERC 73 - 16, University of California, Berkeley, 1973.
- [25] JACOBSEN, LYDIK, S., "Natural Periods of Uniform Cantilever Beams", Transactions, ASCE, Vol.104, 1939, pp. 402-439.
- [26] KARASUDHI, P., KEER, L.M., LEE, S.L., "Vibratory Motion of a Body on an Elastic Half Plane" Journal of Applied Mechanics, Transactions of ASME, 1968, pp. 697-705.

- [27] KHANNA, J., "Elastic Soil-Structure Interaction", Proc.IV. World Conference on Earthquake Engineering, Session A-6, pp. 143-152, 1969, Santiago-Chile.
- [28] KOBORI, T., "Dynamic Response of Rectangular Foundations on an Elastic Space", Proceedings of Japan National Symposium on Earthquake Engineering, 1962, pp. 81-86.
- [29] KOBORI, T., MINAI, R., "Dynamical Interaction of Multiple Structural Systems on a Soil Medium", Proc.V. World Conference on Earthquake Engineering, Session 6A, Proc.Paper. 256, 1973, Rome-Italy.
- [30] LIU, S.C., FAGEL, L.W., "Earthquake Interaction by Fast Fourier Transform", Journal of the Engineering Mechanics Division, Vol.97, EM4, Proc.Paper 8324, 1971, pp. 1223-1237.
- [31] LONGMAN, I.M., "Note on a Method for Computing Infinite Integrals of Oscillatory Functions", Proc. Cambridge Philosophical Society, Vol.52, Part 4, 1956, pp. 764-768.
- [32] LUCO, J.E., WESTMANN, R.A., "Dynamic Response of Circular Footings", Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE, Vol. 97, EM5, Proc.Paper 8416, 1971, pp. 1381-1395.
- [33] LYCAN, D.L. and NEWMARK, N.M., "Effect of Structure and Foundation Interaction", Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE, Vol.87, EM5, Proc.Paper 2960, 1961, pp. 1-31.
- [34] LYSMER, J., "Vertical Motion of Rigid Footings", Ph.D.Dissertation, Univ. of Michigan, 1965.
- [35] LYSMER, J., KUHLEMEYER, R.L., "Finite Dynamic Model for Infinite Media", Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE, Vol.95, EM4, Proc.Paper 6719, 1969, pp. 859-877.

- [36] MacCalden, P.B., Matthiesen, R.B., "Coupled Response of Two Foundations", V. World Conference on Earthquake Engineering, Session 5C, Proc. Paper 238, 1973, Rome-Italy.
- [37] Matsushima, Y., "Hysteretic Damping Systems Applied to Soil-Structure Interaction by Finite Element Method" Proc. V. World Conference on Earthquake Engineering, Session 7C, Proc. Paper 339, 1973, Rome-Italy.
- [38] Merritt, R.G. and Housner, G.W., "Effect of Foundation Compliance on Earthquake Stresses in Multistory Buildings", Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 44, No. 4, 1954, pp. 557-569.
- [39] Minami, T., "Elastic-Plastic Earthquake Response of Soil-Building Systems", EERC 72-3, University of California, Berkeley, 1972.
- [40] Newmark, N.M., Rosenblueth, E., "Fundamentals of Earthquake Engineering", Prentice-Hall, Inc., 1971, p. 93-101.
- [41] Novak, M., Beredugo, Y., "The Effect of Embedment of Footing Vibrations", Proc. I. Canadian Conference on Earthquake Engineering, 1971, pp. 111-125.
- [42] Novak, M., "The Effect of Embedment on Vibration of Footings and Structures", Proc. V. World Conference on Earthquake Engineering, Session 7C, Proc. Paper 337, 1973, Rome-Italy.
- [43] Oien, M.A., "Steady Motion of a Rigid Strip Bonded to an Elastic Half Space" Journal of Applied Mechanics, Transactions of ASME, 1971, pp. 328-334.
- [44] Parmelee, R.A., "Building-Foundation Interaction Effects", Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE, Vol. 93, EM2, Proc. Paper 5200, 1967, pp. 131-152.

- [45] PARMELEE, R.A., PERELMAN, D.S., LEE, S.L., KEER, L.M., "Seismic Response of Structure-Foundation Systems", Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE, Vol.94, EM6, Proc.Paper 6264, 1968, pp.1295-1315.
- [46] PARMELEE, R.A., WRONKIEWICZ, J.H., "Seismic Design of Soil-Structure Interaction Systems", Journal of the Structural Division, ASCE, Vol.97, ST10, Proc. Paper 8437, 1971, pp.2503-2517.
- [47] PARMELEE, R.A., KUDDER, R.J., "Seismic Soil-Structure Interaction of Embedded Buildings", Proc.V.World Conference on Earthquake Engineering, Session 5C, Proc.Paper 241a, 1973, Rome-Italy.
- [48] PERELMAN, D.S., PARMELEE, R.A., LEE, S.L., "Seismic Response of Single-Story Interaction Systems", Journal of the Structural Division, ASCE, Vol.94, ST11, Proc.Paper 6235, 1968, pp.2597-2608.
- [49] PERUMALSWAMI, P.R., "Özel Yazışma", 1973.
- [50] PETROVSKI, J., "Evaluation of Soil-Structure Interaction Parameters from Dynamic Response of Embedded Footings", Proc.V.European Conference on Earthquake Engineering, Proc.Paper 43, 1975, İstanbul.
- [51] RAINER, J.H., "Structure-Ground Interaction in Earthquakes", Journal of the Engineering Mechanics Division, Vol.97, EM5, Proc.Paper 8422, 1971, pp.1431-1450.
- [52] REISSNER, E., "Stationäre, axialsymmetrische, durch eine schüttelnde Masse erregte Schwingungen eines homogenen elastischen Halbraumes", Ingenieur-Archiv, Vol.7, 1936, pp. 381-396.
- [53] RICHART Jr., F.E., HALL Jr., J.R. WOODS, R.D., "Vibrations of Soils and Foundations" Prentice-Hall Inc., 1970.

- [54] SALVADORI, M.G. and HEER, E., "Periods of Framed Buildings for Earthquake Analysis", Transactions, ASCE, Vol.127, 1962, pp. 660-678.
- [55] SARRAZIN, M.A., ROESSET, J.M., WHITMAN, R.V., "Dynamic Soil-Structure Interaction", Journal of the Structural Division, Vol.98, ST7, Proc.Paper 9026, 1972, pp. 1525-1544.
- [56] SCHNABEL, P.B., LYSMER, J., SEED, H.B., "SHAKE, A Computer Program for Earthquake Response Analysis of Horizontally Layered Sites", EERC 72-12, University of California, Berkeley, 1972.
- [57] SEED, H.B., IDRIS, I.M., "Soil-Structure Interaction of Massive Embedded Structures During Earthquakes" Proc.V.World Conference on Earthquake Engineering, Session 5C, Proc. Paper 233, 1973, Rome-Italy.
- [58] SNEDDON, I.N., "Fourier Transforms", McGraw Hill Inc., 1951.
- [59] SUNG, T.Y., "Vibrations in Semi-Infinite Solids Due to Periodic Surface Loadings", Special Technical Publication No.156, ASTM, Symposium on Dynamic Testing of Soils, 1953, pp. 35-68.
- [60] TAJIMI, H., : "Ref.[44] ile ilgili tartışma", Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE, Vol.93, EM6, 1967, pp. 294-298.
- [61] TAJIMI, H., "Dynamic Analysis of a Structure Embedded in an Elastic Stratum", Proc. IV.World Conference on Earthquake Engineering, Session A-6, pp. 53-69, 1969, Santiago-Chile.
- [62] TEZCAN, S.S., İPEK, M., "Shear Wave Propagation in Layered Soils", Bogaziçi Üniversitesi, 1974.

- [63] THOMSON, W., T., KOBORI, T., "Dynamical Compliance of Rectangular Foundations on an Elastic Half-Space", Journal of Applied Mechanics, Transactions of ASME, 1963, pp. 579-584.
- [64] TORIUMI, I., "Vibrations in Foundations of Machines" Technology Reports of Osaka Univ., No.146, Vol.5, 1955, pp. 103-126.
- [65] VAISH, A.K., CHOPRA, A.K., "Earthquake Analysis of Structure-Foundation Systems", EERC 73-9, University of California, Berkeley, 1973.
- [66] VELETSOS, A.S., MEEK, J.W., "Dynamic Behaviour of Building-Foundation Systems", Int.J.Earth.Engng. Struct. Dyn., Vol.3, No.2, 1974, pp.121-138.
- [67] VELETSOS, A.S., WEI, Y.T., "Lateral and Rocking Vibration of Footings", Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division, ASCE, Vol.97, 1971, pp. 1227-1248.
- [68] WARBURTON, G.B., "Forced Vibrations of a Body Upon an Elastic Stratum", Journal of Applied Mechanics, Transactions of ASME, 1957, pp. 55-58.
- [69] WHITMAN, R.V., "Equivalent Lumped System for Structure Founded Upon Stratum of Soil", Proc.IV. World Conference on Earthquake Engineering, A6, pp. 133-142, 1969, Santiago, Chile.
- [70] WILSON, E.L., "A Method of Analysis for the Evaluation of Foundation-Structure Interaction", Proc.IV. World Conference on Earthquake Engineering, Session A-6, pp.87-99, 1969, Santiago-Chile.
- [71] WILSON, E.L., FARHOMAND, I., BATHE, K.J., "Nonlinear Dynamic Analysis of Complex Structures", Earthquake Engineering and Structural Dynamics, Vol.1, 1973, pp.241-252.

- [72] WILSON, E.L., PENZIEN, J., "Evaluation of Orthogonal Damping Matrices", International Journal for Numerical Methods in Engineering, Vol.4, No.1,1972.



TEZ YAZARININ ÖZGEÇMİŞİ

Mehmet Nuray Aydınoglu, 1943 yılında Bafra'da doğmuştur. İlk öğrenimini İstanbul ilinde çeşitli ilkokullarda (1949-1954), orta öğrenimini İstanbul'da Gedikpaşa Ortaokulu (1954-1957) ve İstanbul Erkek Lisesi'nde (1957-1960) yapmıştır.

1960 yılında İstanbul Teknik Üniversitesi Makina Fakültesi'ne girmiş, 1961 yılında İnşaat Fakültesi'ne geçerek 1965 Ekim döneminde aynı fakültenin Tatbiki Mekanik kolundan mezun olmuştur.

Nisan 1968'de askerlik görevini tamamladıktan sonra Kasım 1971'e kadar proje mühendisi olarak çalışmış, bu tarihte İ.T.Ü.Mühendislik-Mimarlık Fakültesi, İnşaat Bölümü, Mekanik,Yapı Statığı ve Yapı Malzemesi Kürsüsü'ne asistan olarak girmiştir.

Halen aynı görevini sürdürmektedir.

T. C.
Yükseköğretim Kurulu
Dokümantasyon Merkezi