

地盤構成の急変部に埋設された管状構造物の振動特性

後藤 尚男・柴田 徹・土岐 憲三
高田 至郎・角南 進

VIBRATIONAL CHARACTERISTICS OF PIPE STRUCTURES IN THE NEAR-SURFACE GROUND OF WHICH PHYSICAL PROPERTIES VARY SPATIALLY

By Hisao GOTO, Toru SHIBATA, Kenzo TOKI, Shiro TAKADA
and Susumu SUNAMI

Synopsis

Model experiments are performed to investigate the vibrational characteristics of pipe structures in the near-surface ground of which physical properties vary spatially using the model grounds and pipes mounted on a shaking table. Theoretical analyses are also carried out concerning the modification on the characteristics of wave transmission caused by irregular boundaries in the near-surface ground. Two cases are treated in the experiments and theoretical analyses. The first case is that two ground with different physical properties are in contact in the plane inclined with a certain angle from the horizontal ground surface and the second one is that the homogeneous surface ground is overlaying the rigid base ground of which depth from the ground surface varies stepwise. More important results concerning the dynamic characteristics of pipe structures in a such ground treated are deduced from the present study.

1. ま え が き

沈埋トンネル、埋設管などの地中構造物は地表面近くに埋設され、その長手方向に広がりをもっており、従来の地上構造物や地中基礎構造物に比較して、特異な構造様式をもっている。したがって、その耐震設計に対する考え方も従来の概念では十分に処理できない面がある。現在までに、これらの構造物の耐震性に関する理論的あるいは実験的研究が数多くなされ、次のような事項が知られて来た。すなわち、地震時には、埋設管は地盤と一体となって振動し、管自体の固有振動は問題とはならないこと、埋設管の変位量は高々地盤の変位量までを考えればよいこと、さらに、管体に発生する軸ひずみは曲げひずみに比較して卓越していることなどである。このような埋設管の振動特性を考慮すれば、その耐震性は地盤の局所的な運動、換言すれば相対変形に着目して検討されるべきであると思われる。地盤層の厚さや弾性定数など地盤の振動特性を左右する要素が場所的に変化する場合や、たとえ一様な地盤であっても地震波動が地表面に沿って伝播する場合などは地盤が局所的に特異な運動をする可能性が大きく、相対的な変形が増大されるものと考えられる。したがって、このような条件下にある地盤内に埋設された管状構造物が地盤と同様の動きをするものとするれば、当然、管体の変形は大きくなり、それに伴う軸力、曲げ力も大きくなっていくことが予想される。したがって埋設管の耐震性を検討する際には、地盤の振動性状が異なる境界近傍での管の動きを明確にしておくことも重要である。このような問題点に関する従来の研究は少ないが、岡本¹⁾、田村²⁾は実際に敷設される沈埋函について、弾性床上のはり理論による応答計算と模型実験を行ない、埋設された地点の地盤種類の差異によって沈埋函の長手方向の軸力、曲げ力に相当の違いがあることを指摘している。また、³⁾岩崎ら³⁾

は模型実験と有限要素法による検討から、トンネルの長手方向に地層構成(表層厚)が急変する付近では、トンネルの変形が増大されるという結果を得ている。これらの研究は、ある特定の振動モデルを対象として計算と実験によって得られた結果であり、地盤構成の急変部に埋設される管の耐震性についての一般的な結論を得るためには、さらに多くの研究資料の集積が必要とされる。

そこで、本研究においては、埋設管の長手方向に地盤の堅さが変化する場合と地盤の層厚が変化する場合について、特に境界部における管の動的挙動を明らかにすることを目的として模型実験を実施した。同時にそれぞれの実験に対応する地盤モデルについて波動理論による解析を行なって埋設管の耐震性検討の一助とした。本文2節では実施した実験の概要について述べ、3節では堅さの変化する地盤の場合について模型実験結果および理論解析を、4節では層厚の変化している地盤の場合の実験結果と理論解析結果に考察を加えた。さらに5節では実験および理論解析で得られた結果から地盤構成の急変部に埋設された管の耐震性に関して考慮すべき事項を記述した。

2. 模型実験の概要

2.1 実験概要および相似律

本実験では2種類の地盤についてモデルを作製した。その一つは異なる弾性定数をもつ2つの表層地盤(弾性定数比1:2)が水平面から30°の角度でその境界を接する場合であり、これは実地盤においては洪積層と沖積層の両地盤にわたって埋設管が敷設されている場合を想定してのモデル化である。このモデルによる実験を以下 CASE 1 と呼ぶ。第2のモデルは表層地盤の厚さが変化する場合(層厚比1:2)であり、起伏の

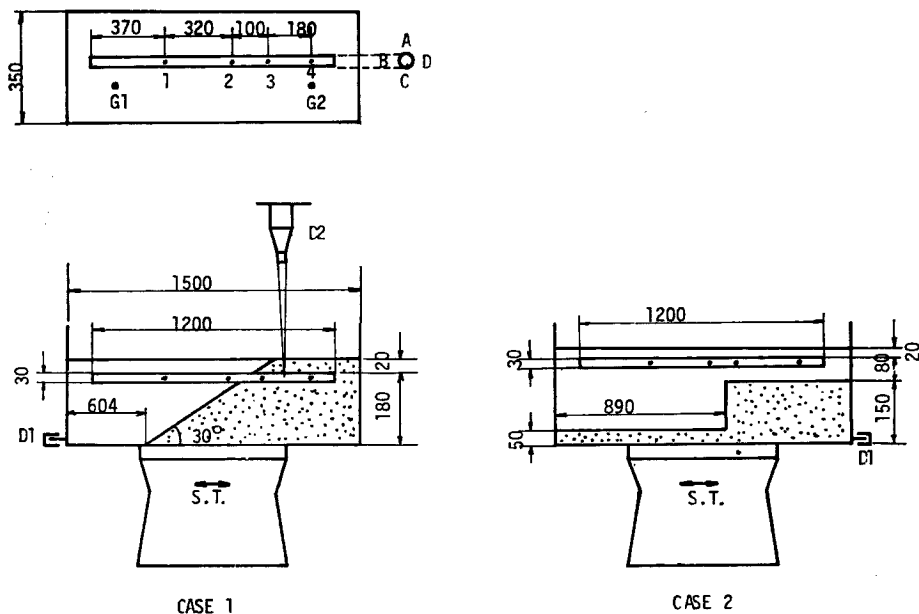


Fig. 2.1 Model ground and pipe

ある洪積台地の上に表層地盤が堆積している場合などを想定したものである。この実験を以下 CASE 2 と呼ぶ。実験は Fig. 2.1 に示すように、振動台上に $1500 \times 350 \times 350$ mm の鋼鉄製の振動箱を設置し、模型管の合成ゴム棒を固定棒より吊り下げてゼラチンを打設し、ゼラチンの硬化後吊り糸を切断した。Photo. 2.1 はゼラチン地盤内に埋設されたゴム棒の状態を示している。

この模型実験における相似律については以下のような検討を行なった。Fig. 2.1 に示す模型において、

の振動現象に関する物理量には次の諸量が考えられる。

$h[L]$: 管の埋設深さ, $H[L]$: 表層地盤の厚さ, $D[L]$: 管の外径, $\rho_s[FT^2L^{-4}]$: 地盤の密度, $E_s[FL^{-2}]$: 地盤の弾性係数, $\rho_p[FT^2L^{-4}]$: 管の密度, $E_p[FL^{-2}]$: 管の弾性係数, $\omega[T^{-1}]$: 入力の変位振幅, $u[L]$: 管の変位

以上の物理量で構成される振動現象は

$$f(h, H, D, \rho_s, E_s, \rho_p, E_p, \omega, u) = 0 \quad (2.1)$$

で表わされる。ここで、Buckingham の π 定理によって、 $[F]$, $[L]$, $[T]$ の 3 個の一次量をもつ系は基本量として D, ρ_p, E_p を選べば次のように書き表わせる。

$$g\left(\frac{h}{D}, \frac{H}{D}, \frac{\rho_s}{\rho_p}, \frac{E_s}{E_p}, \frac{D^2 \rho_p \omega^2}{E_p}, \frac{u}{D}\right) = 0 \quad (2.2)$$

式(2.2)における $D^2 \rho_p \omega^2$ は埋設管のもつ慣性力に相当する項であり、従来の研究成果⁴⁾などを考慮すれば、本実験においても無視できる程度に小さな値となることが推察される。したがって、この時埋設管の応答変位に関しては次の関係式が得られる。

$$\frac{u}{D} = \varphi\left(\frac{h}{D}, \frac{H}{D}, \frac{\rho_s}{\rho_p}, \frac{E_s}{E_p}\right) \quad (2.3)$$

すなわち、長さ比、密度比、弾性定数比を原型と模型においてそれぞれ等しくなるように選べば、管の応答変位の管径に対する比は原型と模型において等しくなることを示している。本実験においては、振動箱の形状、模型地盤材料などを考慮して、 $L_p/L_m=150$, $\rho_p/\rho_m=2.0$, $E_p/E_m=7000$ なる値を用いた。この時、加速度比 $\alpha_p/\alpha_m=2.3$, 振動数比 $\omega_p/\omega_m=0.4$, 時間比 $T_p/T_m=2.50$ となり、本実験模型に対応する実地盤および埋設管の物理量は Table 2.1 に示すとおりとなる。

Table 2.1 堅さの異なる地盤内埋設管の振動実験

		原 型		模 型	
		軟 層	硬 層	軟 層	硬 層
地 盤	弾性定数	17,500t/m ²	37,100t/m ²	250g/cm ²	530g/cm ²
	単位重量	2.0t/m ³	2.0t/m ³	1.0t/m ³	1.0t/m ³
	ポアソン比	0.495	0.495	0.495	0.495
埋 設 管	材 料	鉄筋コンクリート		合成ゴム	
	寸 法	$\phi 4.5m \times 180m$		0.03m $\times$ 1.2m	
	弾性定数	$\phi 3.57 \times 10^3 kg/m^2$		51kg/cm ²	
	単位体積重	3t/m ³		1.5t/m ³	
	重 量				

層厚の異なる地盤内埋設管の振動実験

		模 型		原 型	
		表 層	基 層	表 層	基 層
地 盤	弾性定数	28,000t/m ²	56,000t/m ²	400g/cm ²	800g/cm ²
	単位体積重	2.0t/m ³	2.0t/m ³	1.0t/m ³	1.0t/m ³
	ポアソン比	0.495	0.495	0.495	0.495
埋 設 管	材 料	鉄筋コンクリート		合成ゴム	
	寸 法	$\phi 4.5m \times 180m$		0.03m $\times$ 1.2m	
	弾性定数	$\phi 3.57 \times 10^3 kg/m^2$		51kg/cm ²	
	単位体積重	3t/m ³		1.5t/m ³	
	重 量				

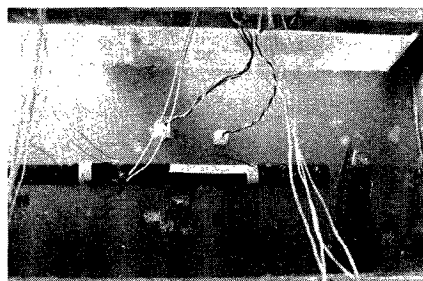


Photo 2.1 Model of ground and pipe.

Table 2.2

CASE 1

	軟 層	硬 層
ゼラチン	10%	18%
グリセリン	5%	10%
安息香酸	0.2%	0.2%
水	84.8%	71.8%

CASE 2

	表 層	基 層
ゼラチン	12%	20%
安息香酸	0.2%	0.2%
水	87.8%	79.8%

2.2 計測装置および実験材料

Fig. 2.1 に計測に用いた種々のピックアップの位置を示す。振動台(松平式 UBC-10A 型)上には小型加速度計(BA 5G-120)と変位計(可動コア型)を取り付けて、台加速度と台変位を測定した。また、地盤の応答加速度を計測するために、管軸方向、管軸直角方向に2点ずつ計4個の小型加速度計を防水処理を施した後、ゼラチン地盤内に埋め込んだ。合成ゴムの管模型については、Fig. 2.1 に示すように測点1~4の4箇所について、それぞれ管円周方向にA~Dの4点の合計16点でのひずみを計測した。ストレインゲージには合成ゴムのひずみを計測する都合上、ベースの軟かい特殊ゲージ(KLM-6-A9)を使用した。さらに、ゼラチンの透明性を利用し、合成ゴム棒上の4点に設置した標的の移動量を光学式変位計を用いて計測した。この変位計は非接触型変位計であり、白黒境界をもつ標的の移動に伴う信号波の位相差の変動を電圧に変換し、変位量を直接に読みとることのできるものである。

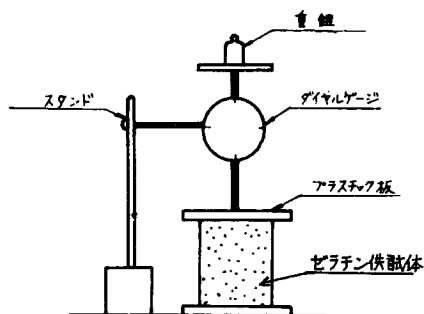


Fig. 2.2 Measurement of elastic constants.

次に使用した実験材料の物理的性質について述べる。2.1 で得られた相似律より弾性定数比が比較的良く合うこと、複雑な地盤条件を作製し得ること、地盤内の埋設管の変位を測定しうる透明度をもつことなどを考慮してゼラチンを使用した。ゼラチンの弾性定数は温度に左右されやすく実験時の気温が異なれば測定結果にも誤差を生じてくることが考えられ、できる限り一定の気温時に実験を実施するとともに、各実験ごとに弾性定数を Fig. 2.2 に示す方法で測定し、その変動を確かめた。Fig. 2.3, Fig. 2.4 に気温とゼラチンの弾性定数の関係を図示した。一般には温度が高くなれば弾性定数は小さくなる性質をもつが、本実験では測定時の気温との関係であり、比較的一定の弾性定数で実験が行なわれたと解してよいであろう。また、ゼラチンの乾燥を防ぐためにゼラチン表面にシリコングリースを塗り、さらに、グリセリンを加えた。このグリセリンは乾燥を防ぐとともにゼラチン濃度の上昇をおさえて透明度を良くすることができる。ゼラチンの腐敗の問題については安息香酸を0.2% 添加し、酸

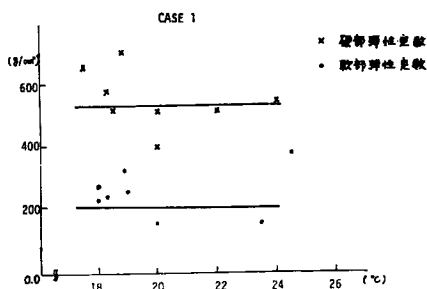


Fig. 2.3 Relation between elastic constants and temperature (CASE 1).

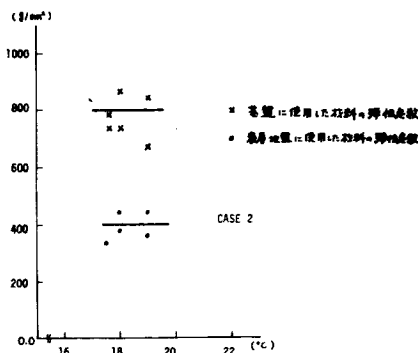


Fig. 2.4 Relation between elastic constants and temperature (CASE 2).

性にすることによって解決し得た。CASE 1, 2 に用いた地盤材料の配合は Table 2.2 に示すとおりである。次に埋設管の模型としては原型埋設管を鉄筋コンクリートと仮定し、実地盤とゼラチンの弾性定数の比に近いものとして合成ゴムを用いた。このゴムは市販のものであり、硬度70、弾性定数は51 kg/cm²であった。幾何的相似律を合わすことは困難であったので、相似律から計算した曲げ剛性比が直径5.0mの管構

造物に等価となるように模型管の寸法を決定して、 $\phi 30 \times 1200$ mm のゴム棒を使用した。

2.3 実験方法

定常加振実験と衝撃波伝播実験の2種類の実験をそれぞれの CASE について実施した。定常加振実験においては加振方向は埋設管の軸方向および軸直角方向とし、加振加速度一定 (50gal, 100gal) および変位振幅一定で振動数を一定の速度で減ずる Sweep Test を各実験ごとに行なった。

衝撃波伝播実験は埋設管の軸方向および軸直角方向に地盤の左右両端より板たたき法の要領によって打撃を加え、それぞれ縦波、横波が管の軸方向に伝播する際の地盤内加速度および埋設管のひずみの応答を計測した。

次に、振動箱の側壁の有無が各応答に及ぼす影響を検討できるように、側方壁が取りはずし自由である振動箱を用いた。CASE 1 の実験では軸方向加振において軸方向の壁を取り除いた場合とそれに直交する壁をも取り除いた実験を行なった。CASE 2 の実験では以上の実験のほかに軸直角方向加振実験でも側方壁を取り除いた実験をも実施した。

また、CASE 2 の実験においては埋設管の動的挙動がどの程度に地盤の運動に支配されるのかを検討する目的で、埋設管を取り除いて地盤のみの場合の加振実験を実施した。この場合においても側方壁の影響を調べるために上述と同様の実験を行なった。以上の実験の種類を Table 2.3 に一括して示した。

Table 2.3

堅さの異なる地盤内埋設管振動実験 (CASE1)						
定常加振方向	実験数	側方壁	記号	衝撃位置	波動の種類	記号
軸	2	有	CASE 1A	軟	縦波	CASE 1SP
軸直角	2	有	CASE 1B	軟	横波	CASE 1SS
上下	1	有	CASE 1C	硬	縦波	CASE 1HP
軸	1	軸方向無	CASE 1A'	硬	横波	CASE 1HS
軸	1	全無	CASE 1A''			
層厚の変化する地盤内埋設管振動実験 (CASE 2)						
軸	2	有	CASE 2A	層厚大	縦波	CASE 2SP
軸直角	2	有	CASE 2B	層厚大	横波	CASE 2SS
軸	1	軸方向無	CASE 2A'	層厚小	縦波	CASE 2HP
軸	1	全無	CASE 2A''	層厚小	横波	CASE 2HS
軸直角	2	全無	CASE 2B''			
(CASE 2) の地盤のみの振動実験						
軸	1	有	CASE 3A			
軸直角	1	有	CASE 3B			
軸	1	軸方向無	CASE 3A'			
軸	1	全無	CASE 3A''			
軸直角	1	全無	CASE 3B''			

3. 地盤剛性の急変する部位に埋設された管状構造物の振動特性

3.1 定常加振実験結果とその考察

(1) 管軸方向加振の場合

Fig. 3.1 に軟部 (G1), 硬部 (G2) における地盤内加速度応答の共振曲線を示す。横軸には加振周波数を C.P.M. 単位で示す。軟部加速度 G1 は 420, 700 C.P.M. で共振現象がみられ, 硬部加速度 G2 は 550, 800 C.P.M. 付近に大きい応答を示している。合成ゴム棒の縦振動における一次固有振動数は, 両端自由の条件の時, 管の諸定数を考慮して計算すれば 1,440 C.P.M. となる。したがって, 420, 700~800 C.P.M. はそれぞれ, 軟, 硬地盤の共振振動数であろうと推察される。同図より知られるように弾性定数の異なる地盤が接続している場合には, 系全体としての固有振動の特性が示されているよりもむしろ, 各層が独自の振動性状が示されることがわかる。これは, すでに報告されている結果²⁾ と同一の現象である。

Fig. 3.2 は埋設管の軸方向 4 点 (Fig. 2.1 参照) におけるひずみの周波数応答を示したものである。軟

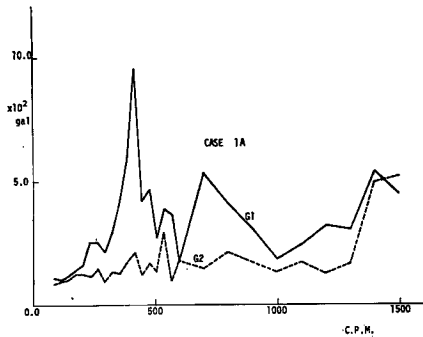


Fig. 3.1 Resonance curves of acceleration in model ground.

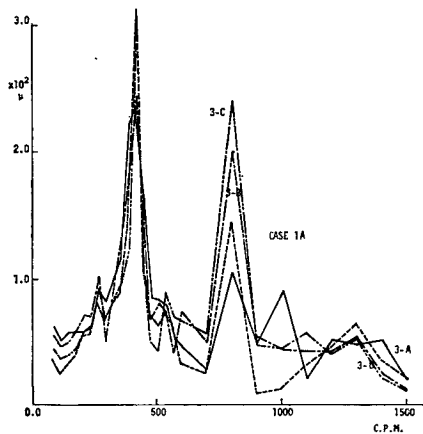


Fig. 3.3 Resonance curves of axial strain.

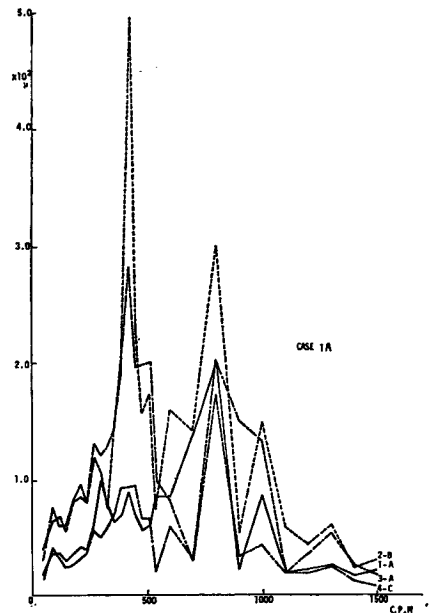


Fig. 3.2 Resonance curves of axial strain.

地盤と硬地盤のそれぞれの共振振動数でひずみの応答が大きな値を示している。420 C.P.M. では両地盤の境界近傍におけるひずみ 3-A, 4-C が, 両端付近でのひずみ 1-A, 4-C と比較して 5 倍程度の値をもっていることが特徴であり, 前述の Fig. 3.1 から知られるように, 両地盤の揺れ方の違いが大きくなり, 境界

付近では地盤の変形が増大され、埋設管のひずみの増加を引き起しているものと考えられる。

Fig. 3.3 は埋設管上の測点 3 における円周方向の 4 点でのひずみの共振曲線を示したものである。軸方向加振であるので地盤の運動成分が軸方向のみであれば、3-A~3-D は本来同じ特性を示すはずのものであるが、800 CPM においては鉛直方向の対応する成分 3-A と 3-C とでは異なったひずみ量を示している。絶対値で計算して 3-A, 3-C の和の 1/2 が水平面におけるひずみ 3-B, 3-D の値とほぼ等しくなっており、このことから軸方向加振によって地盤運動に上下方向成分が生じ、管の鉛直面内での曲げ変形を受けているものと思われる。

Fig. 3.4, Fig. 3.5 には軸直角方向の振動箱の壁を取り除いた場合の地盤内加速度および埋設管ひずみの周波数応答を示した。また、**Fig. 3.6, 3.7** には管軸に平行な面の壁をも取り除いた時の同様の測定結果を示している。これらの結果より側方壁の有無が地盤と埋設管の振動特性に与える影響を考えれば、側方壁がない場合には地盤の応答変位は明らかに大きくなるが地盤内加速度は逆に減少している。そして軟、硬両地盤における振動性状の差異が、側方壁のある場合と比較して一層明確となり地盤変形が増大され、埋設管のひずみは一般に大きくなるという結果が得られる。

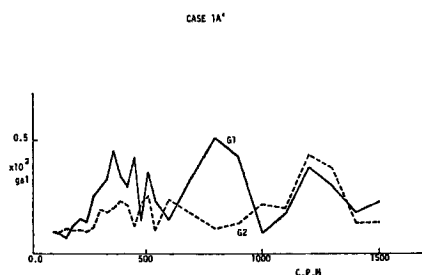


Fig. 3.4 Resonance curves of acceleration in model ground.

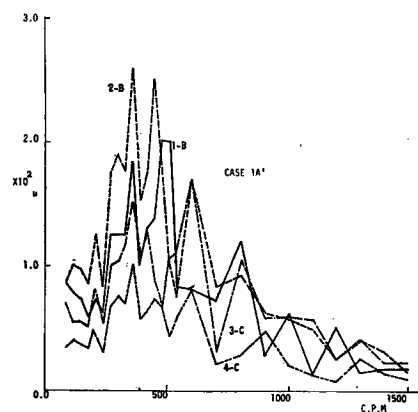


Fig. 3.5 Resonance curves of axial strain.

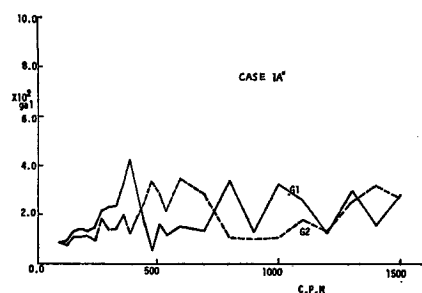


Fig. 3.6 Resonance curves of acceleration in model ground.

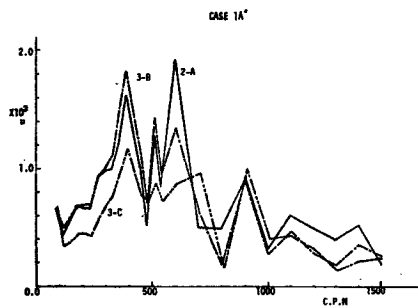


Fig. 3.7 Resonance curves of axial strain.

(2) 管軸直角方向加振の場合

Fig. 3.8 に管軸直角方向加振の場合の地盤内加速度応答を、**Fig. 3.9** にはその際の管軸方向 4 点における管のひずみの周波数特性を示した。この加振状態においても軟、硬両地盤における揺れ方は異なっ

り、軟地盤においては 450C.P.M. 硬地盤では 700C.P.M. でそれぞれ応答加速度が大きくなっている。ひずみは 700C.P.M. が各点とも大きな値を示すが、450C.P.M. では特に顕著なピークをもたない。この場合の振動状態では硬地盤において管が固定された状態で曲げ変形を受けていることが考えられる。このことは Fig. 3.9 において硬地盤内の埋設管4点での曲げひずみがあらゆる周波数で非常に小さな値となっていることから知られる。Fig. 3.10 では5つの周波数に対する曲げひずみの管軸方向での分布を示した。実線

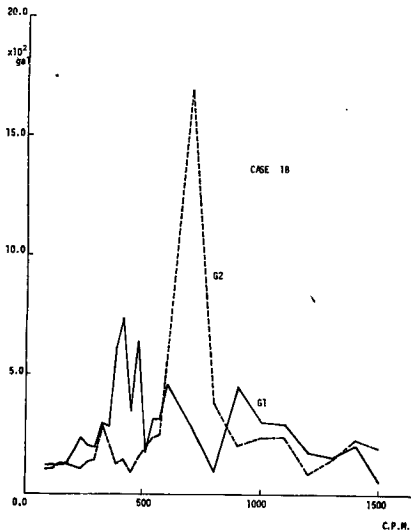


Fig. 3.8 Resonance curves of acceleration in model ground.

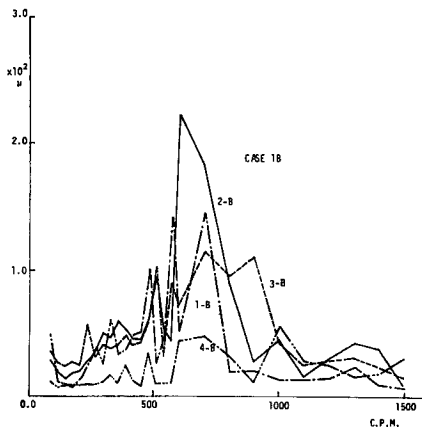


Fig. 3.9 Resonance curves of bending strain.

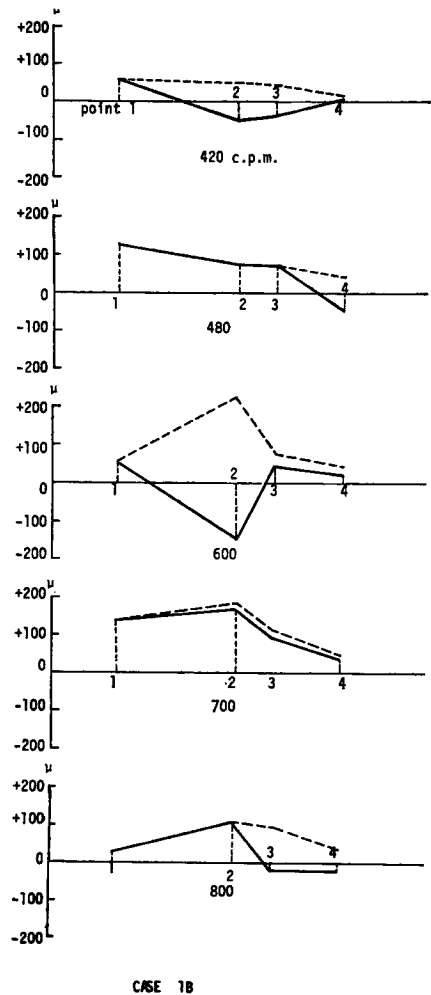


Fig. 3.10 Distributions of bending strain in model pipe along the axis.

は測点1でのひずみが最大となる時刻での他の測点でのひずみを図示したものである。また、破線は各測点における最大曲げひずみを示したものである。管の両端部におけるひずみはいずれも、地盤の堅さが変化する部分のひずみに比較して小さく、境界付近で管に複雑な振動性状を示すことが知られる。また、前述の管軸方向加振と比較するとき、管に発生する曲げひずみは、その最大値においても軸ひずみの1/2以下となっており、一般に軸ひずみは曲げひずみよりも卓越することが知られる。もちろん両者における振動状態に差違が

あり、管の曲げ変形はより拘束される条件下にあるが、側方壁を取り除いた場合についても同様の計測結果が得られた。

3・2 衝撃波による振動実験

衝撃波伝播に関しては次の4種類の実験を実施した。すなわち、1) S.P (Soft, P波)：軟部地盤の端部において管軸方向に衝撃を加え縦波を伝播させた場合 2) S.S. (Soft, S波)：1)と同様な方法により軟地盤から横波を伝播させた場合 3) H. P. (Hard, P波)：硬部地盤から縦波を伝播させた場合 4) H. S. (Hard, S波)：硬部地盤から横波を伝播させた場合である。

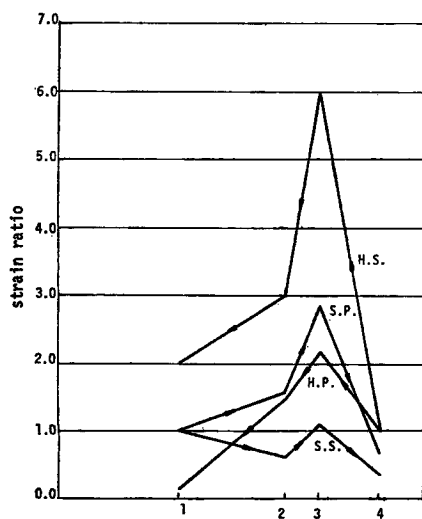


Fig. 3.11 Distributions of strain in model pipe along the axis.

Fig. 3.11 には各実験における埋設管の4点 (1B, 2B, 3B, 4B) でのひずみ量を、衝撃を加えた個所に近い測点でのひずみに対する比率として図示したものである。波動伝播に伴う地盤変形によって管のひずみが計測されており、境界近傍の測点2, 3でのひずみが特に顕著になっている。P波を入射させる場合には衝撃を加える方向がひずみ分布に与える差異は大きくないが、S波入射の場合には、硬地盤に打撃を加えた際に境界付近で特に著しいひずみ量を示すことが知られる。これは振動インピーダンスの違いによるものであり、S.S. の場合には波動が伝播してゆく側の地盤の運動が止められるのに対し、H.S. の時には逆に伝播側の地盤運動が増大せられる結果であると考えられる。

Fig. 3.12, Fig. 3.13 は1例としてS.S, H.S. の場合における4つの測点でのひずみの時間記録より、パワースペクトルを計算した結果を示したものである。S.S. の場合にはひずみのレベルは異なるが、周波数特性について見れば、15 cycle 付近にいずれもピークを示す点では似たスペクトル構造をもっている。そして硬地盤での測点4のひず

みにおいては軟地盤での測点1, 2に見られる低周波域でのピークが cut されている様子がうかがわれる。すなわち地盤の動特性がそのまま管に伝達されていることが分る。Fig. 3.13 の H.S. の場合については、

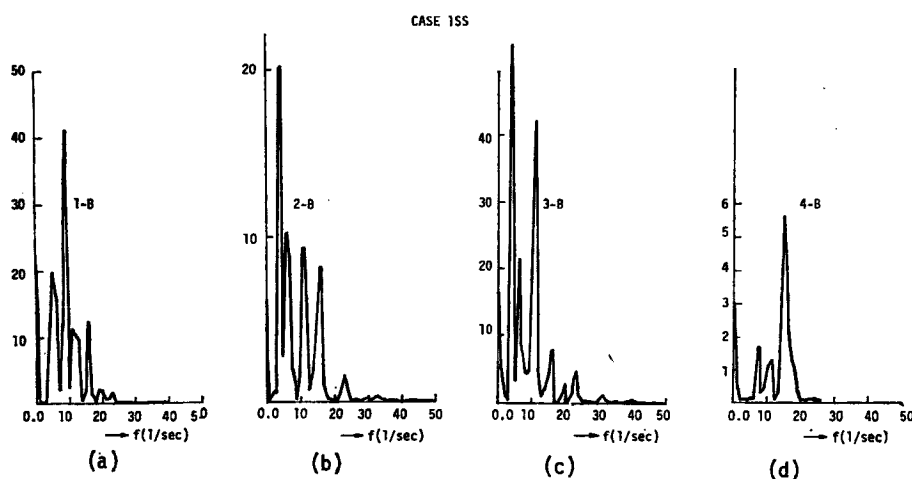


Fig. 3.12 Power spectra of bending strain.

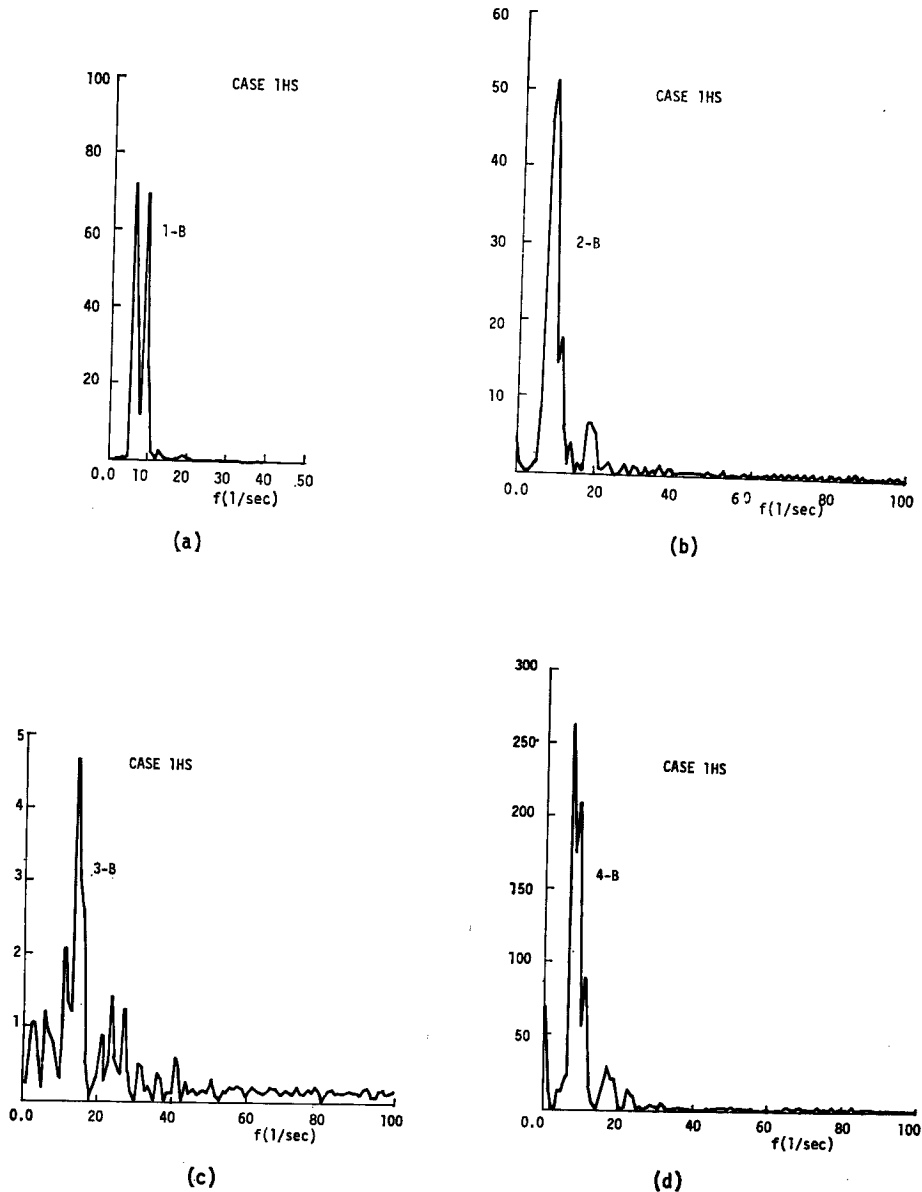


Fig. 3.13 Power spectra of bending strain.

逆に測点 4B に見られる高周波域でのピークが測点 1, 2 では 7-8 cycle 付近にのみピークをもつようになる。これらの結果より、波動が管軸方向に伝播してゆく際にも定常加振の場合と同様に、地盤はそれぞれの固有振動特性に従って運動し、埋設管にも同様の変形を生ぜしめることが知られ、相対変形が大きくなる境界付近では管に大きなひずみが発生することが明らかである。そしてこの傾向は管に曲げ変形を引き起こす波動の場合に対して顕著である。

3.3 波動伝播特性に関する理論解析

前述の実験結果からも知られるように、埋設管の動きはほとんど地盤の動きと同様であり、換言すれば、

地盤の動きを知れば埋設管の動的な挙動を類推することが可能である。そこで本節では Love 波型の波動が堅さの異なる 2 種類の地盤の境界付近を伝播する際における地盤の運動について弾性波動論を用いて解析した。Fig. 3.14 に解析の対象としたモデルを示す。剛な基盤面上に一樣な層厚 H を持ち、 $x=0$ において弾性率が急変する 2 種類の地盤が接続しており、 x の負の方向より正の方向に向かって、 $x-z$ 平面に直交する方向にのみその運動成分をもつ波動が伝播する場合を取り扱っていく。

$x \leq 0$ の領域における表層地盤での物理諸定数および変数の添字を 1, $x > 0$ の領域では 2 の添字を用いることにする。1 次モードで入射する波動 v_i を次のように与える。

$$v_i = e^{-i(\omega t - \alpha_1^{(1)} x)} \sin \alpha_1^{(1)} z \dots \dots \dots (3.1)$$

このとき、境界 $x=0$ における反射波動 v_r および屈折波動 v_t はそれぞれの地盤における各次モードの合成によって表示しうものとするれば、 A_i, B_j を未定定数として、

$$v_r = \sum_{i=1}^{\infty} A_i e^{-i(\omega t + \alpha_1^{(i)} x)} \sin \alpha_1^{(i)} z$$

$$v_t = \sum_{j=1}^{\infty} B_j e^{-i(\omega t - \alpha_2^{(j)} x)} \sin \alpha_2^{(j)} z \dots \dots \dots (3.2)$$

式(3.1), (3.2)の変位はそれぞれの地盤における波動の方程式を満足する必要がある。したがって、次の関係式が成立する。

$$(\alpha_1^{(i)})^2 = \left(\frac{\omega}{c_1}\right)^2 - (a_1^{(i)})^2, (\alpha_2^{(j)})^2 = \left(\frac{\omega}{c_2}\right)^2 - (a_2^{(j)})^2 \dots \dots \dots (3.3)$$

ここに、 α, ω, c, a はそれぞれ表層地盤における深さ方向での固有値、入力周波数、横波伝播速度、波数を表わしている。

このモデルにおける境界条件は、 $x=0$ において両地盤でのすべりはないと仮定すれば次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} z=H: \frac{\partial v_i}{\partial z} = \frac{\partial v_r}{\partial z} = \frac{\partial v_t}{\partial z} = 0 \quad z=0: v_i = v_r = v_t = 0 \\ x=0: v_i + v_r = v_t \quad x=0: \mu_1 \frac{\partial(v_i + v_r)}{\partial x} = \mu_2 \frac{\partial v_t}{\partial x} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3.4)$$

式(3.1), (3.2)を式(3.4)に代入することによって次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \sin \alpha^{(1)} z + \sum_{i=1}^{\infty} A_i \sin \alpha^{(i)} z &= \sum_{j=1}^{\infty} B_j \sin \alpha^{(j)} z \\ \sin \alpha^{(1)} z - \sum_{i=1}^{\infty} \frac{a_1^{(i)}}{a_1^{(1)}} A_i \sin \alpha^{(i)} z &= \frac{\mu_2}{\mu_1} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{a_2^{(j)}}{a_1^{(1)}} B_j \sin \alpha^{(j)} z \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3.5)$$

ここに $\alpha_1^{(i)} = \alpha_2^{(i)} = \alpha^{(i)} = (2i-1)\pi/2H$ である。式(3.5)の第 1 式の左右辺に $2/H \cdot \sin \alpha^{(j)} z$ を乗じて $0 \sim H$ まで積分すれば、モードの直交性により、

$$\delta_{1j} + A_j = B_j \quad (j=1, 2, \dots) \dots \dots \dots (3.6)$$

ここに、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタである。式(3.6)を式(3.5)の第 2 式に代入し、同様の積分を実行することによって次式が得られる。

$$\left(1 - \frac{\mu_2}{\mu_1} \frac{a_2^{(1)}}{a_1^{(1)}}\right) \delta_{i1} = \left(\frac{a_1^{(i)}}{a_1^{(1)}} + \frac{\mu_2}{\mu_1} \frac{a_2^{(i)}}{a_1^{(1)}}\right) A_i \quad (i=1, 2, \dots) \dots \dots \dots (3.7)$$

式(3.7)より A_i は $i=1$ のときのみ有限値をもつ、このとき A_1, B_1 は次のように求められる。

$$A_1 = \frac{1 - \frac{\mu_2}{\mu_1} \frac{a_2^{(1)}}{a_1^{(1)}}}{1 + \frac{\mu_2}{\mu_1} \frac{a_2^{(1)}}{a_1^{(1)}}}, \quad B_1 = \frac{2}{1 + \frac{\mu_2}{\mu_1} \frac{a_2^{(1)}}{a_1^{(1)}}} \dots \dots \dots (3.8)$$

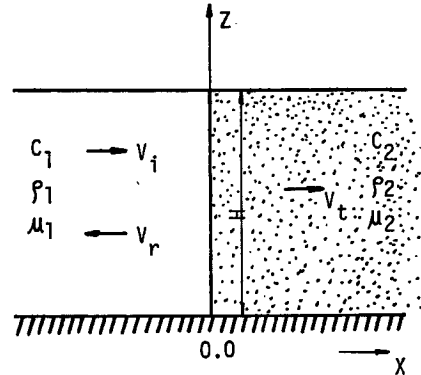


Fig. 3.14 Model of theoretical analysis.

以上より反射波，屈折波が求まり両地盤の運動が決定されたことになる。各地盤での変位振幅の人力波動変位振幅に対する比率は，表層地盤における1次固有円振動数 ω_g を導入することより， $\mu_1/\mu_2, \rho_1/\rho_2, \omega/\omega_g, x/H, z/H$ の無次元諸量を与えられれば計算される。

Fig. 3.15~Fig. 3.17 は $\mu_1/\mu_2=0.5, \rho_1/\rho_2=1.0$ の場合についての計算結果であり，軟地盤より硬地盤へ波動が伝播している場合に対応している。Fig. 3.15 は地表面変位振幅の波動伝播方向における分布を示したものであり， $x/H=-2.0$ における値によって規準化してある。軟地盤におけるせん断1次固有円振動数 ω_g で入射波動の振動数 ω を除した値 ω/ω_g をパラメータに選んでいる。 ω/ω_g が1.0より大きいときは

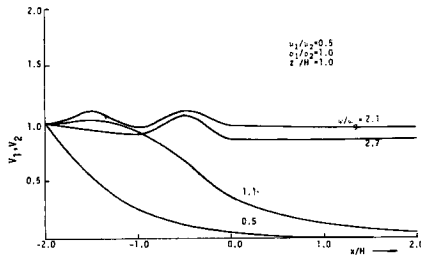


Fig. 3.15 Horizontal distributions of surface displacement.

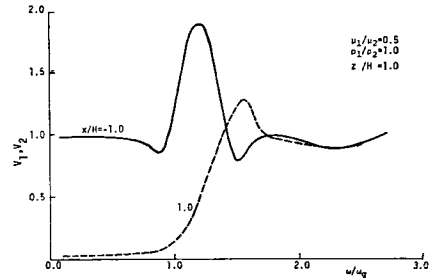


Fig. 3.16 Resonance curves of displacement at the surface.

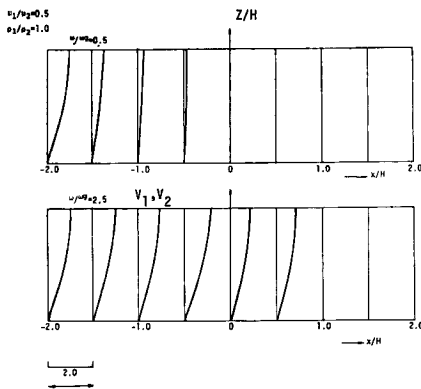


Fig. 3.17 Vibrational modes of ground.

剛性 μ_1 の地盤中を波動として伝播してゆける周波数領域であり， $\mu_1/\mu_2=0.5$ を考慮すれば， ω/ω_g が $\sqrt{2}$ より大きいときは剛性 μ_2 の地盤中を波動として伝播してゆけることになる。この様子はFig. 3.15より明瞭に知ることができる。また，両地盤の境界近傍においては変位振幅が複雑に変動しており，地盤変形が増大していることが推察される。 $\omega/\omega_g > 2.0$ の範囲においては，一般に軟地盤より硬地盤へ波動が伝播する際にはその変位振幅が減少するという結果が現われている。

Fig. 3.16 は $x/H=-1.0$ の場合を実線で，1.0の場合を破線で地盤変位の周波数応答を示したものである。 $x/H=-1.0, 1.0$ での共振点はそれぞれ $\omega/\omega_g=1.2, 1.6$ 付近となっている。このことより，このようなモデルにおいては地表面変位の共振振動数は両地盤を含めたようなモデル全

体の固有振動特性をもつのではなく，それぞれの地盤が独自にその固有振動特性を表わし，しかも互いに他の地盤の存在することの影響によって軟かい地盤においては固有振動数が増大し，逆に硬い地盤においては固有振動数が減少させられる結果となることが知られる。すなわち，それぞれの地盤が独自の揺れ方を示すということであり，管がこのような地盤中に埋設されている場合には変形が大きくなり，管に大きなひずみを与える結果となる。

Fig. 3.17 は $\omega/\omega_g=0.5, 2.5$ における波動進行方向および深さ方向における変位の分布を示したものである。解析解からも推察されるように，人力波動を1次モードで与えており，その波動が同様のモードで地盤中を伝播している様子が知られる。

Fig. 3.18, 3.19 は $\mu_1/\mu_2=2.0, \rho_1/\rho_2=1.0$ の場合についての計算結果である。すなわち，硬い地盤より軟かい地盤内へ波動が伝播していく場合である。この場合，硬地盤層における cut off frequency は ω/ω_g

$=1.0$ であり、軟地盤層におけるものは $\omega/\omega_0=1/\sqrt{2}$ となっている。 $\omega/\omega_0=0.9$ のパラメーターにおける曲線を見れば、硬地盤より入射した波動は同一地盤内においては周波数が cut off frequency 以下であるために振幅は伝播方向に減少し、境界に到達した波動はそのままの振幅で伝播していく様子がうかがわれる。この場合においても境界付近で地盤変位の分布は変化しており、相対変形が起りうる可能性があることを示している。この場合には波動として伝播しうる周波数において、Fig. 3.15 の場合とは逆に硬い方の地盤から軟かい地盤中へ波動が伝播する際には、その振幅が増大することが知られる。この結果は両地盤の硬さが異なることによる振動インピーダンスの相違によるものである。以上の事柄より、弾数定数が増加するような地盤層内に埋設された管の動的挙動を推察する時、硬地盤から軟地盤の方向に管軸に沿って波動が伝播す

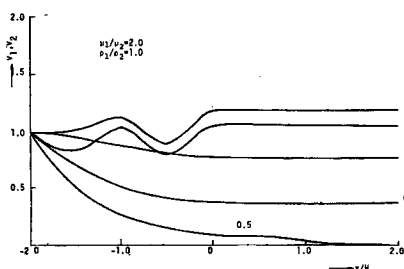


Fig. 3.18. Horizontal distributions of surface displacement.

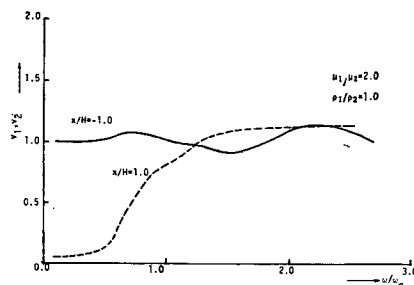


Fig. 3.19. Resonance curves of displacement at the surface.

る場合の方が逆方向に伝播する場合と比較して、管の変形が増大される可能性が大きく、耐震的な考慮が払われねばならないであろう。このことは、前節 Fig. 3.11 の P 波伝播実験において、S.P. の場合よりも H.P. の場合の方が境界付近での埋設管ひずみが大きくなることも対応を示している。

Fig. 3.19 は $x/H=-1.0$ を実線で、 $x/H=1.0$ を破線で示して、地表面地盤変位の周波数応答を表わしている。Fig. 3.16 に示すような明瞭な共振点を示していないことが特徴であり、軟、硬両地盤で同程度の変位量が見られる。

4. 表層厚の急変する部位に埋設された管状構造物の振動特性

4.1 定常加振実験結果とその考察

(1) 管軸方向加振の場合

Fig. 4.1 は層厚が急変する地盤内に埋設された管を軸方向に加振した場合、層厚大の地盤内に埋め込まれた加速度計によって計測された加振方向成分の加速度 G1 と層厚小の地盤内における同様の加速度 G2 との周波数特性を示したものである。一般に G1 の値は G2 に比較して大きく、G1 と G2 ではピークをもつ周波数に若干のずれがあるとはいえ、700 C.P.M. 付近以外ではほとんど同様の周波数特性を示すことが知られる。

また、Fig. 4.2 にはこの場合における管軸方向 4 点でのひずみの周波数特性を示す。2-C、3-C、4-A の 3 測点でのひずみはその大きさにおいても周波数特性においてもほとんど同様の傾向を示すことが分る。しかし、1-A におけるひずみは他の 3 点でのひずみよりもその値が小さくピー

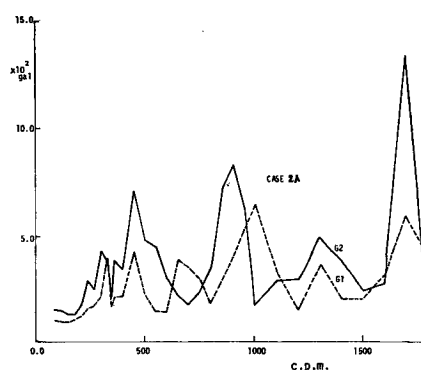


Fig. 4.1. Resonance curves of acceleration in model ground.

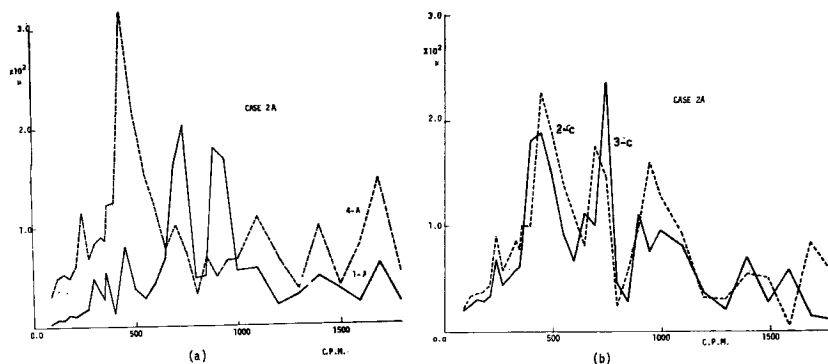


Fig. 4.2 Resonance curves of axial strain.

クをもつ周波数も異なっている。すなわち、層厚急変部におけるひずみ 2-C, 3-C と層厚小の地盤内にある管のひずみ 4-A が層厚大の地盤内での管のひずみ 1-A に比較して大きくなっているが、境界付近でとくに著しいひずみ量を示すことはない。この CASE 2 の場合には CASE 1 の場合とは異なって管は均質な表層地盤内に埋設されており、Fig. 4.1 の加速度応答特性からも知られるように、両地盤が全く独自の動きをすることがなく、層厚変化部で特に地盤の変形が増大されることもないので上述のようなひずみの計測結果が得られたものと考えられる。

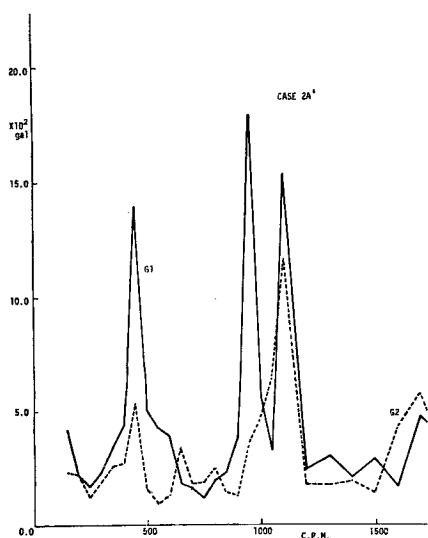


Fig. 4.3 Resonance curves of acceleration in model ground.

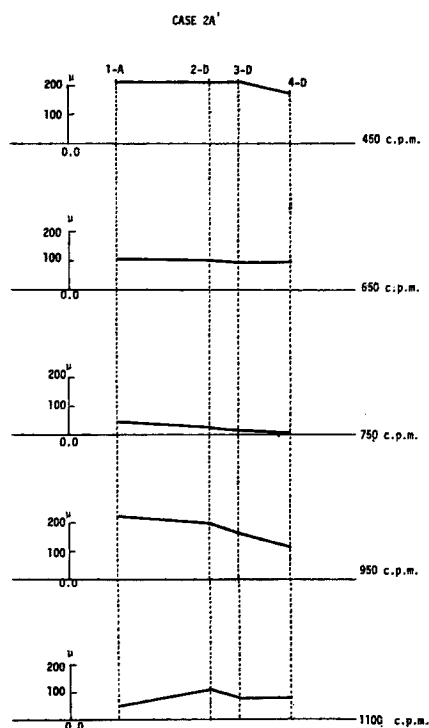


Fig. 4.4 Distributions of axial strain in model pipe along the axis.

Fig. 4.3 には振動箱の管軸方向の壁を取り除いて同様の実験を行なった場合の $G1$, $G2$ での加速度応答を示した。Fig. 4.1 と比較して加速度の大きさ、共振周波数にずれが生じているが、この場合にも $G1$, $G2$ はほぼ同様の特性を示し、両地盤の相対運動は著しくないことが知られる。この壁を取り除いた場合における埋設管の軸ひずみの管軸方向の分布を示したのが Fig. 4.4 である。やはり前述の結果と同様に層厚変化部における埋設管のひずみは特に大きくはなっていない。

次に、ゼラチン地盤内より管を引き抜き、空隙を再び表層地盤と同質のゼラチンで埋め戻して地盤のみの場合の加振実験を実施した。その際の両地盤層における加速度の周波数特性を示したのが Fig. 4.5 である。Fig. 4.1 の管が埋設されている場合と比較すれば $G1$ はほとんど同様の傾向をもち、 $G2$ はその共振振動数が低下しており管の有無による影響が現われている。Fig. 4.1, Fig. 4.5 とともに 450 C.P.M. 1000 C.P.M. 付近にピークをもち、これらは埋設管自体の固有振動の特性が地盤振動に影響を与えた結果によるものではなく、表層両地盤における固有振動の特性であることが判断できる。すなわち、埋設管のもつ慣性力が小さいために、管の運動は地盤の運動に追随していることが実験結果からも類推される。

(2) 管軸直角方向加振の場合

Fig. 4.6 は各周波数において、層厚大の地盤内での応答加速度 $G1$ と層厚小の加速度 $G2$ との比をとって図示したものである。縦軸 1.0 は両地盤における加速度が同程度の値であることを示し、それよりの変動量は相対運動が大きくなっていることを表わしている。この方向の加振においては、軸方向加振の場合よりも層厚変化による両地盤の運動の相異が明確となっている。この場合の層厚大での地盤内の管のひずみ 1-D と層厚小の地盤内での管のひずみ 4-D の周波数特性を Fig. 4.7 に示す。ひずみがピークを示す位置での周波数と Fig. 4.6 の加速度比曲線がピークを示す周波数とは比較的良好な対応を示している。この結果は両地盤における相対運動に伴う地盤変形が埋設管の変形を引き起こし、ひずみを生ぜしめていることを意味している。

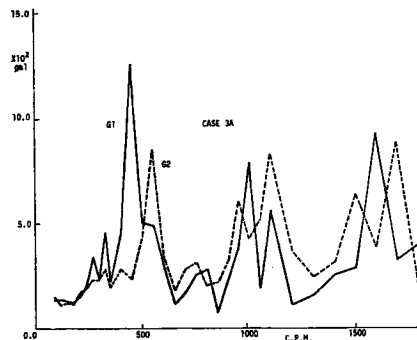


Fig. 4.5 Resonance curves of acceleration in model ground.

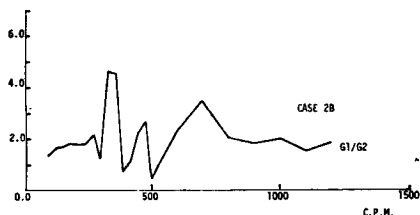


Fig. 4.6 Frequency response of $G1/G2$.

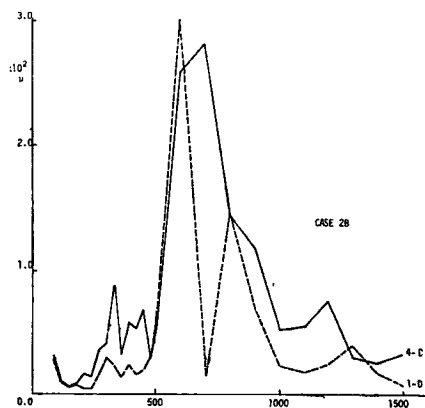


Fig. 4.7 Resonance curves of bending strain.

Fig. 4.8 は埋設管に生じる曲げひずみの絶対値を管軸方向について図示したものである。各周波数においてその分布形状は異なっているが、層厚変化部における測点 2, 3 の曲げひずみが特に大きくなることは

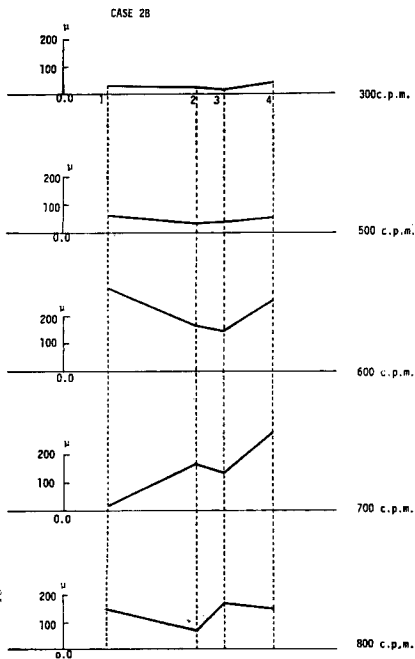


Fig. 4.8 Distributions of bending strain in model pipe along the axis.

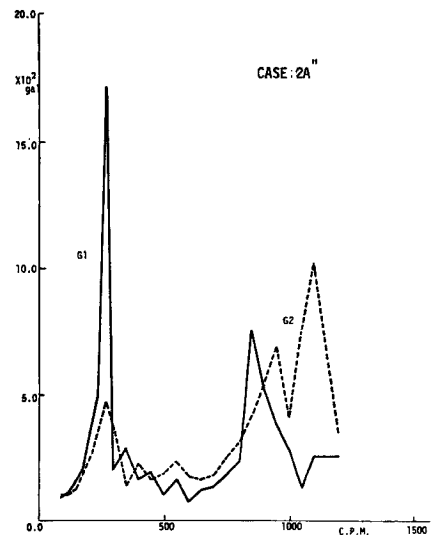


Fig. 4.9 Resonance curves of acceleration in model ground

なく、逆に埋設管端部における測点1, 4のひずみが大きく出る傾向にある。これは、管軸直角方向加振においては側壁の影響が著しく、地盤の端部で運動が拘束されていることによるものと考えられる。そこで、4辺の振動箱の壁を取除いて同様の測定を行なった結果の加速度応答を Fig. 4.9 に、またひずみ応答を

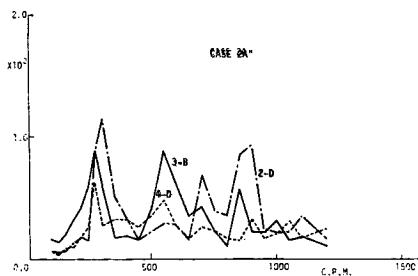


Fig. 4.10 Resonance curves of axial strain.

Fig. 4.10 に示す。この場合には側方壁がある場合と比較して両地盤は同じような周波数特性を示し、ひずみの値も低下している。すなわち、埋設管のひずみに与える層厚急変の影響はあまり大きくなく、表層が同質の地盤では側方壁がないことにより地盤全域が同様な振動特性を示し、ひずみも小さくなると考えられる。管軸直角方向加振の場合も埋設管を取り除いて地盤のみの場合の両地盤における加速度特性について調べたが、各共振振動数が質量効果によってそれぞれ若干低下するが、Fig. 4.9 と同様の測定結果が得られ、この場合についても管の運動は埋設地盤の運動で近似し得ることが知られた。

4.2 衝撃波による振動実験

まず、埋設管の軸方向に地盤の端部で打撃を加え、P波を発生させた場合の管軸方向のひずみおよび地盤内加速度の測定結果について述べる。Fig. 4.11 は管軸方向各測点のひずみの最大値を衝撃を加えた個所に近い測点でのひずみを1.0として、それに対する各ひずみ量を表わしたものである。図中の矢印は波動の進行方向を示す。振動箱の側壁の有無による相違をも同時に示してある。定常加振実験結果と同様に、この場合も層厚急変部における管のひずみが著しく大きくならない。そして波動伝播方向に沿って順次ひずみが減少しており、この傾向は側方壁のある場合の方が顕著である。

Fig. 4.12 には側方壁がある場合について、層厚小の地盤の端部より軸方向に打撃を加えた際の入射側の地盤内加速度 $G1$ と伝播していく側の地盤内加速度 $G2$ とのパワースペクトルを示した。Fig. 4.13 には同様の条件下のもとでの両端部における管の軸ひずみのパワースペクトルを示した。入射側（表層厚小）の加速度 $G2$ は一般にパワーが大きく、高周波成分も卓越しているのに対し、伝播側（表層厚大）での加速度 $G1$

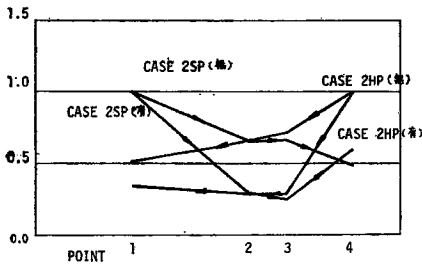


Fig. 4.11 Distributions of strain in model pipe along the axis.

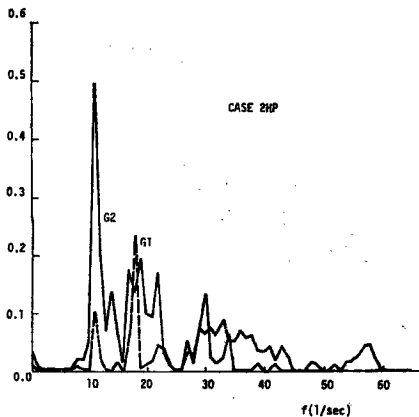


Fig. 4.12 Power spectra of acceleration in model ground.

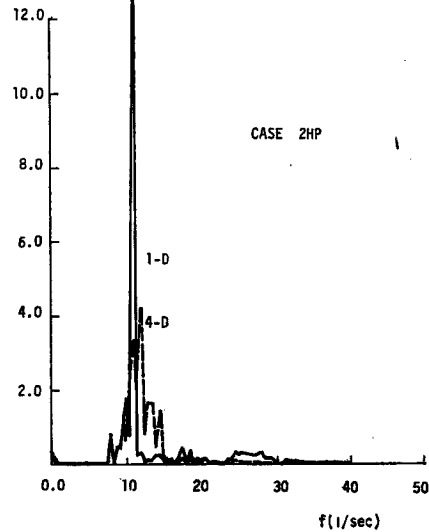


Fig. 4.13 Power spectra of axial strain.

は $G2$ に見られるピークがそれぞれ低下し、高周波成分が切り捨てられている。両地盤固有の特性の違いがこのような結果として現われているものと考えられる。ひずみについては10~11cycle 付近に 1-D, 4-D ともにその最大値をもち、20 cycle 以上の周波数成分はほとんど見られない。加速度のパワースペクトルとひずみのパワースペクトルとを比較するとき、明らかに両者は高い周波数においてその特性が異なっている。すなわち、ひずみのスペクトルは加速度のそれに比較して高周波数に対する振幅が小さいが、これは速度スペクトルと加速度スペクトルとの関係に対応する傾向を示しているとも考えてよい。

次に埋設管軸方向における地盤の両端部より板たたき法の要領で管軸に沿う横波を発生させた場合の地盤内加速度および管の曲げひずみ計測結果について述べる。

Fig. 4.14 は管軸方向 4 測点での最大ひずみ分布をみたものである。特に層厚変化部でのひずみが大きくならないことは P 波伝播実験結果と同様である。層厚の小さい地

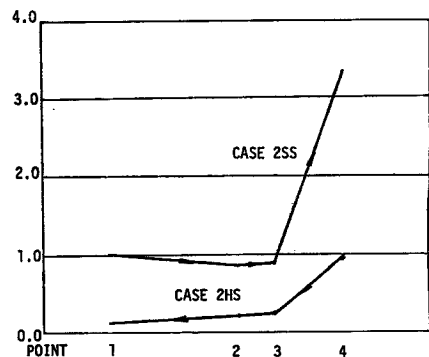


Fig. 4.14 Distributions of bending strain in model pipe along the axis.

盤の端部に打撃を加えた場合には、伝播方向に順次ひずみが減少しているが、逆方向より打撃を加えた場合には、層厚の小さい地盤での管ひずみが大きくでている。前者の場合には層厚変化部まで波動として伝播してきたエネルギーは、より層厚の大きい地盤全体へと分散されるため、地盤の運動は小さくなり、固有周期の大きい地盤の特性と相まって地盤変形を減少し、管のひずみも小さくなっているものと考えられる。逆に後者の場合にはエネルギーが層厚の小さい地盤内へ閉じ込められる結果となり、運動変位振幅も大きく、固有周期も短いために地盤変形に伴うひずみが大きくなっているものである。

Fig. 4.15 は層厚の大きい地盤の端部に打撃して横波を発生させた場合の、層厚大での地盤内加速度 G_1 と層厚小での地盤内加速度 G_2 とのパワースペクトルを示したものであり、逆に層厚小の地盤端部に打撃を加えた場合の同様の結果を Fig. 4.16 に示す。

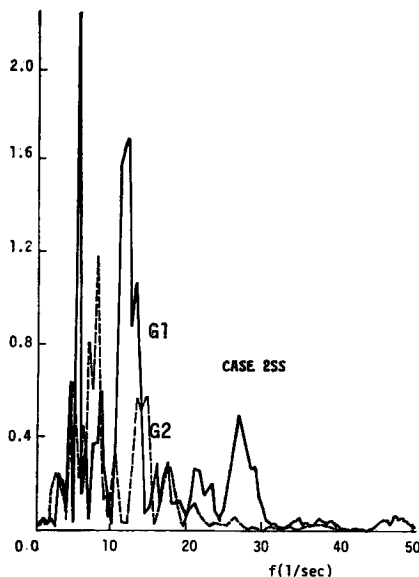


Fig. 4.15 Power spectra of acceleration in model ground.

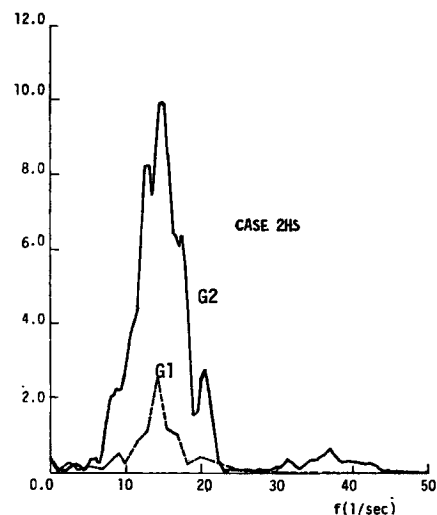


Fig. 4.16 Power spectra of acceleration in model ground.

両方の場合ともにスペクトルがピークを示す振動数には大差がない。しかし、層厚小の地盤側より波動を入射させた Fig. 4.16 においては G_1 のスペクトル値が G_2 に比較して著しく減少しているのに対し、層厚大の側より波動が入射した場合には G_2 のスペクトル値は G_1 に比較してさほど小さくはなっていない。このことは前述のひずみ分布の項で述べた地盤運動を引き起こすエネルギー伝達の説明ともよく対応を示すものである。これらの波動伝播実験の結果を総合するとき、層厚変化部に埋設された管は、境界近傍で特に大きな変形を受けることはなく、むしろ運動の変位振幅と固有周期の短い層厚の小さい地盤内で大きな変形を受ける可能性が大きいといえる。

4.3 波動伝播特性に関する理論解析

前節までの実験結果などを考慮して、埋設管の運動が埋設地点の地盤運動で近似し得るものとの仮定のもとに、表層厚さが段状に変化する地盤モデル内での波動伝播特性を弾性波動論によって解析する。

Fig 4.17 に示すように、段をもつ剛な基盤面上に、 $x \leq 0$ の領域には厚さ H_1 の表層地盤が、 $x > 0$ では H_2 の層厚をもつ地盤が存在しており、それぞれの地盤は同一の剛性率 μ 、密度 ρ 、横波伝播速度 c をもつものとする。

最初に x の正の方向に向って、層厚大の地盤より定常波動が入射する場合を解析の対象とする。この波動のもつ運動成分は $x-z$ 平面に直交する成分のみであると仮定する。すなわち、地表面 ($z=0$) に沿ってせん断波型の波動が層厚変化部を水平方向に伝播する際の地盤運動を取り扱っていく。

入射波動を次のような形で与える。

$$v_i = e^{-i(\omega t - \alpha_1^{(1)} x)} \sin \alpha_1^{(1)}(z + H_1) \quad \dots\dots\dots (4.1)$$

式(4.1)で与えられる波動は $\alpha_1^{(1)}$ が実数のとき絶対変位振幅1.0をもち x の正の方向に伝播する波動を表わし、 $\alpha_1^{(1)}$ が虚数の場合には立ち上がり波のような形で x の正の方向に変位振幅が一様に減少する入力変位となる。 $\alpha_1^{(1)}$ は z 方向における境界条件を満足する固有値の最小値を取り、 v_i は1次モードの分布をもつ波動である。

$x=0$ の層厚急変部においては波動の散乱現象を生じるが、そのことによる反射波動 v_r と層厚小の地盤内への屈折波動 v_t がそれぞれの地盤における固有モードの重ね合わせによって、次式のように表現できるものとする。

$$\left. \begin{aligned} v_r &= \sum_{i=1}^{\infty} A_i e^{-i(\omega t + \alpha_1^{(i)} x)} \sin \alpha_1^{(i)}(z + H_1) \\ v_t &= \sum_{j=1}^{\infty} B_j e^{-i(\omega t - \alpha_2^{(j)} x)} \sin \alpha_2^{(j)}(z + H_2) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (4.2)$$

ここで添字 1, 2 はそれぞれ層厚大、層厚小の地盤の物理定数である。また、 A_i 、 B_j は境界条件より決定される未定定数である。式(4.1)、(4.2)は波動方程式を満足する必要がある。したがて、 α 、 a 、 c 、 ω の間には次の関係が成立する。

$$(\alpha_1^{(i)})^2 = \left(\frac{c}{\omega}\right)^2 - (a_1^{(i)})^2, \quad (\alpha_2^{(j)})^2 = \left(\frac{c}{\omega}\right)^2 - (a_2^{(j)})^2 \quad \dots\dots\dots (4.3)$$

また、Fig. 4.17 のモデルに関しては、基盤との接触面、地表面、層厚変化部で次式で表わされる境界条件が成立しているものとする。

$$\left. \begin{aligned} z = -H_1: v_i &= v_r = 0, \quad z = -H_2: v_t = 0 \\ z = 0: \frac{\partial v_i}{\partial z} &= \frac{\partial v_r}{\partial z} = \frac{\partial v_t}{\partial z} = 0, \\ z = 0: \frac{\partial(v_i + v_r)}{\partial x} &= \frac{\partial v_t}{\partial x}, \quad v_i + v_r = v_t \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (4.4)$$

$z = -H_1$ 、 $-H_2$ における条件は式(4.1)、(4.2)ですでに満足されており、 $z=0$ での条件よりそれぞれの地盤における固有値 α_1 、 α_2 が定まることになる。

$$\alpha_1^{(i)} H_1 = (2i-1)\pi, \quad \alpha_2^{(j)} H_2 = (2j-1)\pi \quad (i, j=1, 2, \dots) \quad \dots\dots\dots (4.5)$$

式(4.5)より式(4.3)の関係をを用いれば波数 $\alpha_1^{(i)}$ 、 $\alpha_2^{(j)}$ が決定される。

層厚急変部における境界条件に式(4.1)、(4.2)を代入することによって次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \sin \alpha_1^{(1)}(z + H_1) + \sum_{i=1}^{\infty} A_i \sin \alpha_1^{(i)}(z + H_1) &= \sum_{j=1}^{\infty} B_j \sin \alpha_2^{(j)}(z + H_2) \\ \alpha_1^{(1)} \sin \alpha_1^{(1)}(z + H_1) - \sum_{i=1}^{\infty} A_i \alpha_1^{(i)} \sin \alpha_1^{(i)}(z + H_1) &= \sum_{j=1}^{\infty} B_j \alpha_2^{(j)} \sin \alpha_2^{(j)}(z + H_2) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (4.6)$$

式(4.6)の第2の両辺に $\sin \alpha_1^{(i)}(z + H_1)$ を乗じて $-H_1 \sim 0$ までモードの直交性を用いて積分すれば次式が得られる。

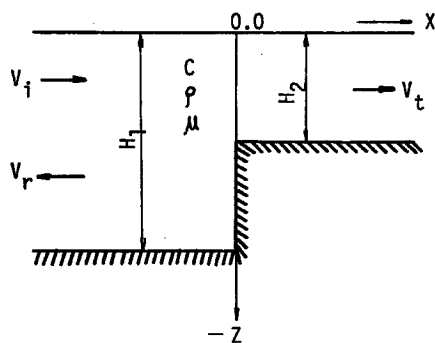


Fig. 4.17 Model of theoretical analysis.

$$a_1^{(1)} T_{i1} - \sum_{j=1}^{\infty} B_j a_2^{(j)} T_{ij} = A_i a_1^{(i)} \frac{H_1}{2} \quad (4.7)$$

$$\text{ここに } T_{ij} = \int_{-H_1}^0 \sin \alpha_1^{(i)}(z+H_1) \cdot \sin \alpha_2^{(j)}(z+H_2) dz \quad (4.8)$$

であり、層厚大の地盤と層厚小の地盤とのモードのカップリングを表わしている。

式(4.7)と式(4.6)の第1式より未定定数 A_i を消去し、 B_j についての方程式を解けばよいが、モード重ね合わせの解の近似性より、式(4.6)第1式の両辺の差の2乗が最小となるような規範で B_j を決定していくことにする。その差の2乗の値を $-H_1 \sim 0$ まで積分したものを Ω とすれば式(4.7)を考慮して次のように表わされる。

$$\begin{aligned} \Omega = & \int_{-H_1}^0 \sin \alpha_1^{(1)}(z+H_1) \sin \alpha_1^{(1)}(z+H_1) dz \\ & + 2 \sum_{i=1}^{\infty} \frac{2}{H_1 a_1^{(i)}} (a_1^{(1)} T_{i1} - \sum_{j=1}^{\infty} B_j a_2^{(j)} T_{ij}) \int_{-H_2}^0 \sin \alpha_1^{(1)}(z+H_1) \\ & \cdot \sin \alpha_2^{(j)}(z+H_2) dz - 2 \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{2}{H_1 a_1^{(i)}} (a_1^{(1)} T_{i1} \\ & - \sum_{j'=1}^{\infty} B_{j'} a_2^{(j')} T_{ij'}) B_j \int_{-H_1}^0 \sin \alpha_1^{(i)}(z+H_1) \cdot \sin \alpha_2^{(j)}(z+H_2) dz \\ & - 2 \sum_{j=1}^{\infty} B_j \int_{-H_1}^0 \sin \alpha_1^{(1)}(z+H_1) \sin \alpha_2^{(j)}(z+H_2) dz \\ & + \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{s=1}^{\infty} B_j B_s \int_{-H_1}^0 \sin \alpha_2^{(j)}(z+H_2) \cdot \sin \alpha_2^{(s)}(z+H_2) dz \\ & + \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{r=1}^{\infty} \frac{2}{H_1 a_1^{(i)}} (a_1^{(1)} T_{i1} - \sum_{j=1}^{\infty} B_j a_2^{(j)} T_{ij}) \frac{2}{H_1 a_1^{(r)}} (a_1^{(1)} T_{r1} \\ & - \sum_{j'=1}^{\infty} B_{j'} a_2^{(j')} T_{rj'}) \int_{-H_1}^0 \sin \alpha_1^{(i)}(z+H_1) \cdot \sin \alpha_1^{(r)}(z+H_1) dz \end{aligned} \quad (4.9)$$

$$\begin{aligned} \text{ここで } S_{ij} &= \int_{-H_1}^0 \sin \alpha_1^{(i)}(z+H_1) \cdot \sin \alpha_1^{(j)}(z+H_1) dz = \frac{H_1}{2} \delta_{ij} \\ V_{ij} &= \int_{-H_1}^0 \sin \alpha_2^{(i)}(z+H_2) \cdot \sin \alpha_2^{(j)}(z+H_2) dz = \frac{H_2}{2} \delta_{ij}, \quad \delta_{ij} = \begin{cases} 1 & (i=j) \\ 0 & (i \neq j) \end{cases} \end{aligned} \quad (4.10)$$

といて、 Ω が最小となるように B_j を定めるため、 $\partial \Omega / \partial B_j = 0$ を演算すれば B_s に関する次の連立方程式が得られる。

$$\begin{aligned} \sum_{s=1}^{\infty} B_s \left\{ \frac{H_2}{2} \delta_{is} + \sum_{j=1}^{\infty} \left(\frac{a_2^{(j)}}{a_1^{(i)}} \frac{a_2^{(s)}}{a_1^{(i)}} + \frac{a_2^{(j)} + a_2^{(s)}}{a_1^{(i)}} \right) \cdot \frac{2}{H_1} \cdot T_{ij} T_{is} \right\} \\ = \left(1 + \frac{a_2^{(j)}}{a_1^{(1)}} \right) T_{i1} + \sum_{i=1}^{\infty} \left\{ \left(\frac{a_1^{(1)}}{a_1^{(j)}} + \frac{a_1^{(1)}}{a_1^{(i)}} \frac{a_2^{(j)}}{a_1^{(i)}} \right) \cdot \frac{2}{H_1} \cdot T_{ij} T_{i1} \right\} \quad (i=1, 2, \dots) \end{aligned} \quad (4.11)$$

また、式(4.8)の T_{ij} の積分を実行すれば、

$$T_{ij} = \begin{cases} \frac{\alpha_2^{(j)}}{(\alpha_2^{(j)})^2 - (\alpha_1^{(i)})^2} \sin \alpha_1^{(i)} h & (\alpha_1^{(i)} \neq \alpha_2^{(j)}), h = H_1 - H_2 \\ \frac{H_1}{2} \delta_{ij} & (\alpha_1^{(i)} = \alpha_1^{(j)}) \end{cases} \quad (4.12)$$

式(4.11)によって、反射波、屈折波の振幅 A_i, B_j が決定されることになるが、この連立方程式の数値解は式(4.11)を無次元表示することにより、両表層地盤の層厚比 H_1/H_2 、および入射波動の円振動数と層厚大の地盤でのせん断1次固有円振動数 ω_0 との比 ω/ω_0 を与えることによって求められる。

ここで、層厚が等しい場合について式(4.11)を検討すれば、

$$\alpha_1^{(i)} = \alpha_2^{(i)}, \alpha_1^{(i)} = \alpha_2^{(i)}, T_{ij} = \frac{H_1}{2} \delta_{ij} \quad (4.13)$$

$j=1$ のときは式(4.11)の右辺第1項の値は H_1 、右辺第2項は $i=1$ のときのみ値をもち同じく H_1 となる。

また、左辺には δ_{js} , T_{is} が含まれており $s=1$ のときのみ値を有し、左辺第1項は $H_1/2$ 、左辺第2項は $3H_1/2$ となる。したがって B_1 に関しては左右両辺の値が等しく $B_1=1$ と求まる。 $j=2$ 以上については同様の検討によって $B_j=0$ ($j=2, 3, \dots$) が成立することが知られる。 $B_1=1$ のとき式(4.7)によって $A_1=0$ と求まり、結局、層厚が等しいとき、反射波動は存在せず、屈折波動は入射波動と同じ式で与えられ、妥当な結果が得られていることがわかる。

次に、全く同様な解析手法によって層厚小の地盤から層厚大の地盤の方向へ同じせん断波型の波動が伝播する際の地盤運動を解析する。

この場合には式(4.7)に対応して

$$T_{1j} + \sum_{i=1}^{\infty} A_i T_{ij} = \frac{H_2}{H_1} B_j \quad \dots\dots\dots (4.14)$$

を得、式(4.9)に対しては次式を得る。

$$\begin{aligned} \Omega = & \int_{-H_1}^0 \sin \alpha_1^{(1)}(z+H_1) dz - 2 \sum_{i=1}^{\infty} A_i \frac{a_1^{(i)}}{a_1^{(1)}} \int_{-H_1}^0 \sin \alpha_1^{(1)}(z+H_1) \cdot \sin \alpha_1^{(i)}(z+H_1) dz \\ & - 2 \sum_{j=1}^{\infty} \frac{H_1}{H_2} (T_{1j} + \sum_{i=1}^{\infty} A_i T_{ij}) \cdot \int_{-H_1}^0 \frac{a_2^{(j)}}{a_1^{(1)}} \sin \alpha_1^{(1)}(z+H_1) \sin \alpha_2^{(j)}(z+H_2) dz \\ & + \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{r=1}^{\infty} A_i A_r \frac{a_1^{(i)} a_1^{(r)}}{(a_1^{(1)})^2} \int_{-H_2}^0 \sin \alpha_1^{(i)}(z+H_1) \sin \alpha_1^{(r)}(z+H_1) dz \\ & + 2 \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} A_i \frac{H_1}{H_2} (T_{1j} + \sum_{i=1}^{\infty} A_i T_{ij}) \times \frac{a_1^{(i)} a_2^{(j)}}{(a_1^{(1)})^2} \int_{-H_1}^0 \sin \alpha_1^{(i)}(z+H_1) \cdot \sin \alpha_2^{(j)}(z+H_2) dz \\ & + \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{i=1}^{\infty} \left(\frac{H_1}{H_2} \right)^2 (T_{1j} + \sum_{i=1}^{\infty} A_i T_{ij}) (T_{1i} + \sum_{i=1}^{\infty} A_i T_{is}) \frac{a_2^{(j)} a_2^{(i)}}{(a_1^{(1)})^2} \frac{H_2}{H_1} \\ & \cdot \int_{-H_2}^0 \sin \alpha_2^{(j)}(z+H_2) \cdot \sin \alpha_2^{(i)}(z+H_2) dz \quad \dots\dots\dots (4.15) \end{aligned}$$

$\partial \Omega / \partial A_i = 0$ を演算することによって、式(4.11)と同様に A_i に関する次の連立方程式を得る。

$$\begin{aligned} \sum_{r=1}^{\infty} A_r \left\{ \left(\frac{a_1^{(r)}}{a_1^{(1)}} \right)^2 \delta_{ir} + \frac{H_1}{H_2} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(a_2^{(j)} + a_2^{(j)} + a_1^{(r)})}{(a_1^{(1)})^2} T_{rj} T_{ij} \right. \\ \left. = \left\{ \delta_{i1} - \frac{H_1}{H_2} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{a_2^{(j)} (a_2^{(j)} + a_1^{(i)} - a_1^{(1)})}{(a_1^{(1)})^2} T_{1j} T_{ij} \right\} \right. \quad \dots\dots\dots (4.16) \end{aligned}$$

この場合における T_{ij} は次式のようになる。

$$T_{ij} = \begin{cases} \frac{2(-1)^j (\alpha_1^{(i)} H_1)}{(\alpha_1^{(i)} H_1)^2 - (\alpha_2^{(j)} H_1)^2} \cdot \cos(\alpha_2^{(j)} H_1) & (\alpha_1^{(i)} \neq \alpha_2^{(j)}) \\ \frac{H_1}{2} \delta_{ij} & (\alpha_1^{(i)} = \alpha_2^{(j)}) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (4.17)$$

同じく $H_1/H_2 \rightarrow 1$ で層厚が等しくなった場合について考えれば $A_1=0, B_1=1$ となって、入射波動がそのまま、伝播していくことになり妥当な結果が得られている。

次に式(4.11)について数値計算を行なって、層厚急変部における波動伝播特性について検討した結果を述べる。

級数解の加算項数については層厚変化部における境界条件のうち変位に関する条件が1%の誤差以内で満足されるように決定した。

Fig. 4.18 は地表面地盤変位の分布を $x=-H_1$ での値を基準にとりて示した。 $H_1/H_2=2.0$ の場合について計算したものである。また入射波動の周波数と層厚大の地盤におけるせん断1次固有円振動数との比 ω/ω_0 をパラメータに選んである。 $\omega/\omega_0=1.0, 2.0$ はそれぞれ層厚大、層厚小での cut off frequency に対応する。 $\omega/\omega_0=2.0$ 以下の場合には x/H_1 が正の領域では地盤の変位振幅が急激に減少して、波動として層厚小の地盤内を伝播していない様子がよく知られる。また、いずれの周波数においても層厚変化部付近で変位振幅の変化が見られ、層厚小の地盤での cut off frequency 以上の周波数になれば層厚大の地盤での変位振幅よりも一様に変位が増大していることがわかるが、これは地盤運動の引き起こすエネルギーが層厚

小の地盤内へ閉じ込められる結果であり、このことは実験結果などとも対応を示している。Fig. 4.19 は同様の計算結果を $H_1/H_2=1.5$ の場合について示したものである。すなわち、層厚変化の割合がより緩慢な場合であり、層厚変化部での地盤の変位振幅の変化の仕方もゆるやかになっていることが知られる。また、cut off frequency 以上の周波数においては層厚小の地盤での変位振幅も $H_1/H_2=2.0$ の場合と比較して小さくなっている。さらに多くの計算結果による検討が必要とされるが、Fig. 4.18, 4.19 の結果および両表層地盤の運動を引き起こすエネルギーが一定であると考えれば、層厚比と地盤変位振幅比は互に逆比例の関係にあるものと推察される。

Fig. 4.20 は $x/H_1=-0.5, 0.0, 1.0$ の地表面上における点での変位の周波数応答を示したものである。図中において、 $\omega/\omega_g=1, 2$ はそれぞれ、層厚大、層厚小の表層地盤での cut off frequency である。両共振々動数およびその中間での周波数で複雑な揺れ方を示すが、 $\omega/\omega_g > 2.0$ では周波数に対する地盤変位の変動は少ない。これらの高い周波数成分における変位振幅は大きく、地盤変形も大きくなっているものと考えられるが、本解析においては入力変位振幅一定の波動を仮定しており、入力加速度に換算した場合その値が大きくなっていることによる結果である。

Fig. 4.21 は $H_1/H_2=2.0$ $x/H_1=1.0$, $x/H_1=0.0$ の場合における層厚変化部での前進波成分 v_i と後進波成分 v_r の割合の周波数応答である。 $\omega/\omega_g=1.5$ 付近で層厚大での地盤の運動が大きくなり、 v_i が減少す

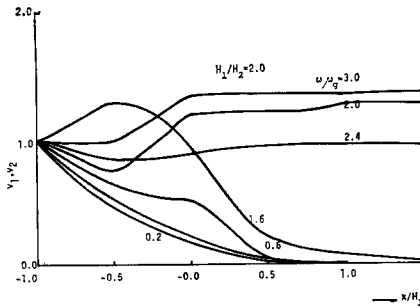


Fig. 4.18 Distributions of ground displacement on the surface.

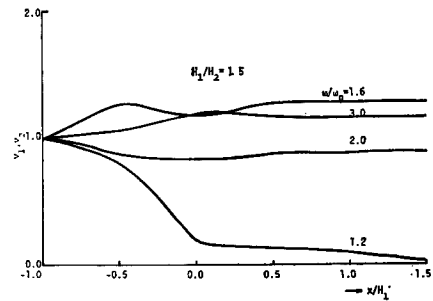


Fig. 4.19 Distributions of ground displacement on the surface.

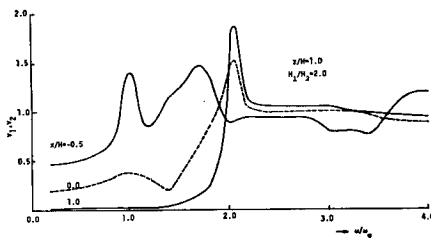


Fig. 4.20 Resonance curves of displacement on the surface.

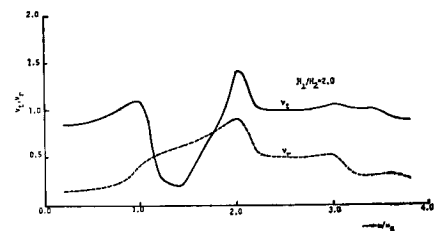


Fig. 4.21 Resonance curves of v_i, v_r on the surface.

る。しかしそれ以外の周波数域では一般に v_i が v_r よりも卓越しており、その平均値および最大値の比はともに 2.0 程度となっている。 $H_1/H_2=1.5$ のときの同じ値に対する比率はやはり 1.5 程度であり層厚比と屈折波、反射波の変位振幅の比率には $H_1/H_2 \propto v_i/v_r$ ($\omega > \omega_{g2}$, ω_{g2} : 層厚小の地盤の cut off frequency) の関係が成立していると考えられる。

Fig. 4.22 は波動の進行方向および地盤の深さ方向における変位振幅の分布を示したものである。 H_1/H_2

$=2.0$ の場合について計算したものであり $\omega/\omega_g=0.2, 1.2$ の場合を上段に、 $\omega/\omega_g=2.0, 4.0$ の場合を下段に示した。層厚変化部付近の深さ方向のモードは入射波の 1 次モードとは異なり、層厚大の地盤の運動に引きずられ、層厚小の地盤の基盤面に近い点の変位振幅が大きくなるような分布となっている。また、層厚小の地盤での cut off frequency $\omega/\omega_g=2.0$ 以上の周波数で波動として伝播している様子がよくうかがわれる。

逆方向から波動が入射した際の地盤の運動は式(4.16)の連立方程式を A_i について解けば求められるが、級数解の項数を 20 項までとっても層厚変化部 ($x=0$) における変位での誤差は 20~30% 程度にもなる。今後、さらに数値計算を行なって、解の検討を試みる予定である。

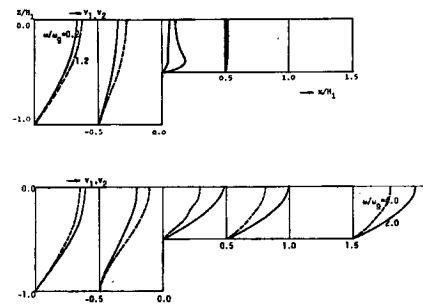


Fig. 4.22 Vibrational modes of ground on the surface.

5. 成果の要約および埋設管の耐震性に関する検討

本研究は堅さの異なる地盤が水平面に対してある傾斜角で接している地盤 (CASE 1) および層厚が段状に急変する地盤 (CASE 2) 内に埋設された管の振動特性を解明することを目的として実験的、理論解析的研究を実施したものである。本研究で得られた成果を要約すれば以下のとおりである。

(1) CASE 1 (地盤剛性の急変する部位に埋設された場合)

定常加振実験

- 1) 軟、硬両地盤は軸方向、軸直角方向の加振において各地盤が独自の振動性状を示す。
- 2) 埋設管自体の固有振動は認められない。
- 3) 軸方向、軸直角方向加振とも地盤の変形に伴う埋設管のひずみは複雑な挙動を示すが、一般に地盤堅さが変化する接合面付近のひずみが大きい。特に、軸方向加振では接合面付近のひずみは、ほかの測点に比較して 2 倍程度の値を示す。
- 4) 軸方向加振によって管に発生する軸ひずみは、軸直角方向加振による曲げひずみよりも一般に卓越している。
- 5) 側方壁を取り除いて同一人力の加速度で加振した場合、一般に地盤変形は増大し、ひずみは大きくなる。

衝撃実験

- 1) 衝撃波入力による地盤の運動には、それぞれの地盤層の固有振動の特性が顕著である。
- 2) 横波の場合、硬地盤から波動が入射する場合の方が、逆方向入射に比較して、管に大きなひずみを与える。
- 3) 管ひずみと地盤変位のスペクトル解析によって、低周波数でのピークは良く一致するが高い周波数ではスペクトル形状が異なっていることが知られた。

理論解析

- 1) 軟、硬両地盤はそれぞれ独自の固有振動特性を示し、互いに他の地盤の影響によって、軟地盤では固有振動数が増大し、硬地盤では逆に減少する。
- 2) 堅さの変化する境界近傍では地盤変位の変化割合は大きい。
- 3) 1 次モードで入射波動を与えた場合、反射波、屈折波とも同様のモードで伝播する。
- 4) cut off frequency 以上の周波数域においては、軟地盤より波動が入射した場合には硬地盤での地盤の

運動変位は減少し、逆方向から入射した場合には増大する。

(2) CASE 2 (表層厚の急変する部位に埋設された場合)

定常加振実験

- 1) 軸直角方向加振では層厚の異なる両地盤では振動性状が異なるが軸方向加振ではこの差異が明瞭ではない。
- 2) 層厚変化部でとくに大きなひずみが発生することはない。
- 3) 埋設管自体の固有振動は認められない。
- 4) 管が地盤振動に与える影響はほとんどなく、地盤の共振振動数が若干低下する程度である。

衝撃実験

- 1) 層厚変化部でとくに管のひずみが大きくなることはない。
- 2) 層厚小の地盤側から打撃を加えた場合には管に発生するひずみは波動伝播方向には順次減少するが、逆方向より打撃を加えた場合には層厚小の地盤内でとくにひずみが大きくなる。
- 3) 地盤内加速度と埋設管のひずみのパワースペクトルを比較すれば低周波部分ではよく一致するが高周波部分ではその形状が異なる。

理論解析

- 1) 層厚が段状に変化する表層地盤内での波動伝播問題が解析的に解き得ることを示した。
- 2) 層厚大, 小の両地盤はそれぞれの固有振動の特性で振動し, 系全体として 1 つの固有特性をもつものでないことが知られた。
- 3) 層厚変化部における地盤変位の変化割合は大きく, 層厚比と両地盤の変位振幅比は互に逆比例の関係にある。
- 4) 層厚変化部における地盤の深さ方向の変位分布は入射波動の分布とは異なり, 互に他の地盤での分布形状に大きく左右される。しかし, 境界付近から離れるにしたがって入射波動の分布と同様な形となる。
- 5) 層厚比 (H_1/H_2 , H_1 : 反射波側) と屈折波, 反射波の変位振幅の比 (v_i/v_r) との間には, $H_1/H_2 \propto v_i/v_r$ の関係が成立する。

次に, 本研究によって得られた実験的・理論的結果を総合して埋設管の耐震性に関して留意すべき諸点について述べる。

埋設管は周囲を地盤に取り巻かれているため, 埋設地点の地盤の運動に大きく影響され, 慣性力を考えた従来の耐震設計とは異なった設計法が必要であることが, これまでにも指摘されてきたが, 系統的な手法はまだ確立されていない現状にある。現在行なわれようとしている新しい設計法⁷⁾では, 埋設管軸方向に伝播する波動から地盤変位を求め, それと仮定した波長から管に生じる軸力, 曲げ力を計算して断面諸定数を決定していこうとするものである。場合によっては, 管と地盤の相対変形を考慮したり, ずれを考慮して応力のてい減を行なっている⁸⁾。ここでは, そういった一様な表層地盤内に埋設された管の耐震性ではなく, 地盤構成が変化する地盤内に埋設された管の耐震性に関して考慮すべきと思われる点について述べる。

- 1) 地盤構成が変化する境界近傍以外では埋設管は地盤の運動と同様な挙動を示すので, それぞれの地盤でのひずみがほぼそのまま管に伝達されるものと考えてよい。
- 2) 硬地盤から軟地盤へ向って波動が入射する方が逆方向から入射するよりも管に大きなひずみが発生する。とくに, 硬地盤内での管のひずみは大きくなる傾向にある。
- 3) 振動インピーダンス比が大きいほど, 境界付近でのひずみ増幅率は大きく, 急激に堅さが変化する地盤内に管を敷設することは避けるべきである。

- 4) 基盤から一様に入力が入る場合および管軸方向に波動が伝播する場合とも層厚大の地盤より層厚小の地盤内での管ひずみは一般に大きくなる。しかし、層厚が急激に変化する部分でとくに管ひずみが大きくなることはない。

なお本研究は文部省科学研究費、特定研究“環境汚染制御”および同、一般研究(B)の援助を受けて行なったものである。

参 考 文 献

- 1) 岡本舜三：耐震工学，オーム社，昭46，pp.417-446.
- 2) 田村重四郎・岡崎孝夫：沈埋トンネルの模型振動実験，土木学会第11回地震工学研究発表会講演概要，1971.7，pp.29-32.
- 3) 岩崎敏男・若林 進・若月高晴・辻 勝成：沈埋トンネルの地震応答，土木学会第12回地震工学研究発表会講演概要，1972.7，pp.111-114.
- 4) 後藤尚男・土岐憲三・高田至郎：表層地盤内にある埋設管の耐震性について，京都大学防災研究所年報，第15号B，昭47.4，pp.513-526.
- 5) 栗林栄一・木本正則・辻 勝成・佐藤 進・石沢久邦：ゼラチン等地盤模型振動実験材料の弾性特性，土木学会第12回地震工学研究発表会概要，1972. 7，pp.9-12.
- 6) 那須信治：沈埋管の振動実験，土と基礎，Vol.20, No.1, 昭47.1, pp.21-30.
- 7) 建設省土木研究所：沈埋トンネルの耐震設計に関する調査報告—沈埋トンネルの耐震設計指針作成のための予備調査—，土木研究所資料，第746号，昭47.3.
- 8) 桜井彰雄・高橋 忠・栗原千鶴子・矢島 浩：地震時土のひずみより見た埋設パイプラインの耐震性，電力中央研究所技術報告，No.69087, 1970.4.