削岩機のスリーブ式ロッド継手の弾性波伝播特性に 及ぼす弾性波の波長とロッド径の影響*

大久保 誠 介¹ 大田 彰 則² 福井 勝 則³

Transmission and Dissipation of Stress Wave at a Sleeve of Percussive Rock Drill — Effects of Wave Length and Rod Diameter

by Seisuke OKUBO¹, Akinori OTA² and Katsunori FUKUI¹

1. Faculty of Engineering, The University of Tokyo, Bunkyo-ku, Tokyo 113

2. Furukawa Co. Ltd., Tano-gun, Gunma 370-23

Transmission and dissipation of stress wave at a percussive-drill rod-joint of the coupling sleeve type are discussed with special attention to the effects of wave length and rod diameter.

At first, a simple model proposed by Okubo et al, which consists of two rods and a spring, is analytically examined. It is found that dissipation of stress wave at a model sleeve depends on non-dimensional parameter t_1/τ : larger dissipation for smaller value of t_1/τ . t_1 and $\tau = Z/2k$ are wave length and retardation time, respectively, and Z is characteristic impedance of rod.

Experiments are carried out with five combinations of rod and sleeve ranging from 32 to 51 mm nominal diameters. Also, five kinds of hammer are used to impact rod end and generate elastic wave. The experimental results show that dissipation increases with rod diameter or Z , and decreases with hammer weight or t_1 . It is found that fairly well agreement can be obtained between theoretical and experimental results.

Also, dissipation during drilling by a rock drill is measured. It is found that amplitude of elastic wave decreases by 2.9 % per sleeve. This result can be also explained by the model.

KEY WORDS: Rock Drill, Stress Wave, Dissipation, Rod, Rod Joint, Sleeve

1. は じ め に

種々の機械に共通して言えることであるが、ある部分が改良されると、別の部分の改良が望まれることになる。削岩機を中心とする打撃削孔システムについて言えば、弾性波を発生する削岩機本体と、その弾性波を伝達するロッドとロッド継手、および岩石に弾性波を伝えるビットの3部分に分けられるが、最近削岩機本体は油圧式が開発されたし、ビットは超硬合金のチップを埋め込んだボタンチップ式ビットが開発された。その結果、3部分の内、エネルギー伝達部の改良が殊に望まれている現状と言えよう¹⁾。

このような認識のもとに、著者らはスリーブ式ロッド継手（以下単にスリーブと称する）に関する基礎研究に着手し、既報²⁾において、呼び径 32 mm のローブねじ式スリーブを用いた実験結果とスリーブの力学モデルについて報告した。しかしながら、実験では、常に同じロッドとスリーブを用い、弾性波を発生させるためのハンマも一貫して同じものを使用したので、弾性波の波長やロッド径が弾性波伝播特性に及ぼす影響については不明な点が多

多い。

本報告においては、弾性波の波長やロッド径が、スリーブにおける弾性波の伝播特性に及ぼす影響について検討する。まず、見通しを良くするため、既報で提案したスリーブの力学モデルを用いて、矩形波、正弦波、三角波がスリーブを通過するときの状況を解析的に調べた。ついで、大きさの異なる5種のハンマを用いて、種々の弾性波を発生させて実験を行った。その際、既報で使

2. モデルを用いた理論的検討

2・1 スリーブの力学モデル

スリーブにおける弾性波の伝播特性は重要な課題の一つであり、長年にわたり検討され、いくつかの力学モデルが提案されている。そのうち、主だった力学モデルを図1に示す。

最初のCIモデル³⁾は、スリーブとそこにねじ込まれているロッドは緊密に固着していると考え、ロッド部分と比較してスリーブ部分のインピーダンスが増加するだけとしたモデルである。Beccuら³⁾は、このモデルより得られる結果は、実験結果と一致しないと報告している。また、弾性波の波長がスリーブ長に比べ

* 1994年9月29日受付 1995年1月6日受理

1. 正会員 工博 東京大学教授 工学部地球システム工学科

2. 正会員 古河機械金属(株)吉井工場

3. 正会員 工博 東京大学助教授 工学部地球システム工学科

(著者連絡先) FAX 03-3818-7492 (東大・地球システム)

キーワード: 削岩機, 弾性波, 減衰, ロッド, ロッドジョイント, スリーブ

図1 スリーブ式ロッド継手の力学モデル

て十分長い場合、CIモデルは2番目に示したRMモデル³⁾で近似できるが、これも実験結果を良く再現するとは考え難い。

既報²⁾で述べたように、スリーブを通過すると弾性波の波高は低くなり、波長は長くなる。したがって、何らかの減衰機構が存在するのではないかと考え、速水⁴⁾は、上から3番目に示す粘性要素(ダッシュポット)を配したモデルを提案した。減衰機構が存在することを観念的に表示したものであるが、粘性要素が直列に配置されているので静的な力が加わると際限なく変形してしまう欠点があり、定量的な議論にはそぐわないモデルと言えよう。

比較的最近Lundbergら⁵⁾⁶⁾は、4番目のNDSMモデルを提案した。このモデルは、弾性波がスリーブを通過する際、スリーブがロッドの長手方向に揺動することに注目したもので、スリーブの質量を集中質量とし、スリーブとロッド間のねじによる連結部を2つのばねとスライダにてモデル化している。既報で述べたようにこのモデルは、スリーブの揺動を表現するには適しているが、重要な点を見逃していると考ええる。

最後に示したのが、著者の提案したモデル1²⁾であり、ロッドとロッドの突き合わせ部分はぴたりと密着しているわけでないとして、ロッド端面の間にばねを挿入したものである。まさに、この点をLundbergら⁵⁾⁶⁾は見逃していると考ええる。なお、スリーブの揺動をも考慮したモデル2も、既報で提案したが、これはモデル1にばねと集中質量を加えたもので、スリーブの揺動に関してはLundbergらと著者とで考えの差はほとんどないと考ええる。

2・2 基礎式

今後の議論の見通しを良くするため、ここでは、モデル1に、矩形波、正弦波、三角波が入射したときの状況を解析的に調べる。検討するモデル1と、使用記号を図2(a)に示す。図で左方より入射波 P_1 が右方に向かって進んでくるものとする。 P_1 はやがてスリーブに達し、一部は透過波 P_2 となり、一部は反射波 N_1 となる。ばねに加わる力を F とし、ばね定数 k の線形ばねの変形を u とすれば次式が成り立つ。

$$F = k \cdot u \quad \dots\dots\dots (1)$$

F は圧縮荷重を正、 u はロッド端面間が近づくときの変形を正とする。さて、 F と入射波、反射波との間には次式が成り立つ⁷⁾⁸⁾。

(a) モデル1の概略図

(b) 等価モデル

図2 提案したスリーブの力学モデル1

$$F = P_1 + N_1 = P_2 \quad \dots\dots\dots (2)$$

P_1 等は、既報²⁾と同様に、(応力)・(ロッド断面積)で力の単位を持ち、圧縮波の場合に正値をとるものとした。ロッドのインピーダンスを $Z = (\text{断面積}) \cdot (\text{密度}) \cdot (\text{音速})$ とすれば、左側のロッド端の変位速度は x 軸方向に $(P_1 - N_1)/Z$ であり、右側のロッド端の変位速度は P_2/Z なので、ばねの変位速度は次式で表される⁷⁾⁸⁾。

$$\frac{du}{dt} = \frac{(P_1 - N_1) - P_2}{Z} \quad \dots\dots\dots (3)$$

(3)式に、(2)式より得られる $N_1 = P_2 - P_1$ を代入し、 N_1 を消去すると次式を得る。

$$\frac{du}{dt} = \frac{2P_1 - 2P_2}{Z}$$

また、(1)式と(2)式より $P_2 = k \cdot u$ を得る。これを上式に代入し整理すると、次式を得る。

$$\frac{Z}{2} \frac{du}{dt} + k \cdot u = P_1 \quad \dots\dots\dots (4)$$

(4)式から明らかに、図2(a)に示した力学モデルの等価モデルは、図2(b)に示す、ばね定数 k のばね要素と粘性係数 $Z/2$ の粘性要素によって構成されるフォークト・モデルになる。このフォークト・モデルの変形が u に、またばねに加わる力が P_2 に相当する。前述のように速水⁴⁾は、長年の実験結果に基づき、スリーブのモデルには粘性要素が必要であると主張したが、図2(b)よりすぐにわかるように、モデル1は粘性要素を含む等価モデルに置き換えられる。速水の考え方は、ある意味では的を得たものであったと言えよう。

また、 $P_2 = k \cdot u$ の関係を利用して u を消去し、さらに、

$$\tau = \frac{Z}{2k}$$

とおいて、整理すれば(4)式は次のようになる。

$$\frac{dP_2}{dt} + \frac{P_2}{\tau} = \frac{P_1}{\tau} \quad \dots\dots\dots (5)$$

これは、入射波 P_1 より透過波 P_2 を計算するための基礎式と言える。

2・3 解析解

既報での実験結果によれば、小さなハンマでロッドを打撃したとき、ロッドに発生する弾性波は、正弦波と三角波の間の形状であった。より細長いハンマで打撃した場合などを考えると、弾性波も時間軸に沿ってより偏平になる可能性があると考え、図3(a), (b), (c)にそれぞれ実線で示す矩形波、正弦波、三角波について検討することにした。矩形波はやや理想的過ぎると言

図3 仮定した入射波（実線）と、計算により求めた透過波（破線）。縦軸は入射波の波高の最大値 $P_{1\max}$ にて正規化。横軸の経過時間は、入射波の継続時間 t_1 にて正規化。透過波は、波高の最大値の大きいものから順に、 $t_1/\tau = 10, 5, 3$ のときの計算値

表1 モデル1に矩形波、正弦波、三角波が入射したときの解析解

	$\frac{P_2}{P_{1\max}}$	$\frac{P_{2\max}}{P_{1\max}}$
矩形波	$t \leq t_1$ で、 $1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$ $t > t_1$ で、 $\left\{ \exp\left(\frac{t_1}{\tau}\right) - 1 \right\} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$	$t = t_1$ にて、 $1 - \exp\left(-\frac{t_1}{\tau}\right)$
正弦波	$t \leq t_1$ で、 $\frac{\pi t_1}{\pi^2 \tau^2 + t_1^2} \left\{ \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) - \cos\left(\pi \cdot \frac{t}{t_1}\right) + \frac{t_1}{\pi \tau} \sin\left(\pi \cdot \frac{t}{t_1}\right) \right\}$ $t > t_1$ で、 $\frac{\pi t_1}{\pi^2 \tau^2 + t_1^2} \left\{ 1 + \exp\left(\frac{t_1}{\tau}\right) \right\} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$	$\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) = \tau \cdot \frac{\pi}{t_1} \sin\left(\pi \cdot \frac{t}{t_1}\right) + \cos\left(\pi \cdot \frac{t}{t_1}\right)$ を満たす時刻 t にて、 $\sin\left(\pi \cdot \frac{t}{t_1}\right)$
三角波	$t \leq 0.5t_1$ で、 $\frac{2\tau}{t_1} \left\{ \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) - 1 + \frac{t}{\tau} \right\}$ $0.5t_1 < t \leq t_1$ で、 $\frac{2\tau}{t_1} \left\{ \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \left[1 - 2\exp\left(\frac{t_1}{2\tau}\right) - \frac{t}{\tau} + \frac{t_1}{\tau} + 1 \right] \right\}$ $t > t_1$ で、 $\frac{2\tau}{t_1} \left\{ \exp\left(\frac{t_1}{2\tau}\right) - 1 \right\}^2 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$	$t = \tau \cdot \log\left\{ 2\exp\left(\frac{t_1}{2\tau}\right) - 1 \right\}$ にて、 $2 - \frac{2\tau}{t_1} \log\left\{ 2\exp\left(\frac{t_1}{2\tau}\right) - 1 \right\}$

* P_2 は透過波、 t_1 は入射波の継続時間

** $P_{1\max}$ と $P_{2\max}$ はそれぞれ入射波と透過波の波高の最大値

えるが、(1)入射波が矩形波のときの解析解が求まれば、任意の入射波の場合の解は重ね合わせにより求まる、(2)従来、ロッド中の弾性波は矩形波に近いと考えられてきたことから考慮に入れた。同図の縦軸は弾性波の波高 P であり、入射波の波高の最大値（波頭値） $P_{1\max}$ にて正規化した。横軸は時間 t であり、入射波の継続時間 t_1 にて正規化した。

最初 $t = 0$ で、 P_2 と dP_2/dt は 0 であったとして、実線で図3に示した入射波 P_1 が加わったときの(5)式の解を、表1にまとめておいた。各波形ごとに、透過波 P_2 と透過波の波高の最大値 $P_{2\max}$ を示し、どちらも入射波の波高の最大値 $P_{1\max}$ にて正規化しておいた。

表1の解析解を用いて計算した、 t_1/τ が 10, 5, 3 のときの透過波の波高 P_2 を、破線で図3に示した。前に述べたように $\tau = Z/2k$ であり、ばね定数 k が大きいほど τ の値は小さくなる。図

図4 透過波と入射波の波高の最大値の比の計算値。 t_1 は入射波の継続時間で、 $\tau = Z/2k$ は遅延時間

図5 透過波と入射波の歪みエネルギーの比の計算値

3(a)の入射波が矩形波の場合をまず検討する。 $t_1/\tau = 10$ の場合、透過波は急速に立ち上がる。経過時間 t/t_1 が 0.5 以上では $P_2/P_{1\max}$ はほぼ 1 となる。やがて、 t/t_1 が 1 を超えると、透過波の波高は急速に減少する。 t_1/τ が小さくなると、透過波の立ち上がりは緩やかとなる。 t_1/τ の値にかかわらず $t/t_1 = 1$ のとき、透過波の波高は最大となるが、 t_1/τ が小さいほど波高の最大値は小さくなる。 t/t_1 が 1 を超えた後の立ち下がり部分も、 t_1/τ が小さいほど緩やかになる。

図3(b)に示した入射波が正弦波の場合、透過波の波形も正弦波に近い。透過波の波高の最大値は、入射波が矩形波の場合と比較してかなり低くなる。また、図3(c)の入射波が三角波の場合の傾向も、正弦波の場合とあまり変わらないが、尖った入射波の頂点が透過波では丸くなるため、透過波の波高の最大値の低下の度合いはより大きい。入射波が正弦波と三角波の場合にも、 t_1/τ が小さいほど、透過波の立ち上がりとしち下がりとは緩やかになる。ただし、透過波の波高が最大となるときの t/t_1 は一定で

なく、 t_1/τ が小さいほど遅れる。この点は、入射波が矩形波の場合と異なる。

図4に、透過波と入射波の波高の最大値の比 $P_{2\max}/P_{1\max}$ を示した。図3に破線で示した透過波から予測できるように、矩形波が入射したとき、透過波の波高の最大値の減衰が最も小さく、 t_1/τ が5以上では減衰がほとんど目立たないほどになる。一方、三角波では、波高の最大値の減衰は、矩形波に比べてずっと大きく、 $t_1/\tau = 5$ では $P_{2\max}/P_{1\max} = 0.75$ 程度であるし、 $t_1/\tau = 30$ となっても $P_{2\max}/P_{1\max} = 0.95$ 程度と波高の最大値が約5%減衰する。正弦波を入射波とする場合は、矩形波と三角波の中間程度の波高の最大値の減衰を示す。

表1に示した結果を利用して、透過波と入射波のエネルギーの比を次式より計算して図5に示す。

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{\int_0^\infty P_2^2 dt}{\int_0^\infty P_1^2 dt} \quad \dots\dots\dots (6)$$

図よりわかるように、3種類の入射波の間の相違は小さい。図4と見比べてみると、入射波が正弦波と三角波の場合の $P_{2\max}/P_{1\max}$ の値の間に、 E_2/E_1 の値は入ることがわかる。よって、入射波が正弦波ないし三角波の場合、 $P_{2\max}/P_{1\max}$ と E_2/E_1 は、比較的近い値となるとも言える。入射波が矩形波の場合、急激に立ち上がり、急激に立ち下がる。この部分でのエネルギーの損失が比較的大きいため、波高の最大値の減衰は最も小さいにもかかわらず、他の2種類の入射波とエネルギーの損失は変わらない。入射波が三角波の場合、透過波の頭部が丸くなるため波高の最大値の比は小さくなるが、比較的緩慢に入射波は立ち上がり、立ち下がるのでエネルギーの比は他の入射波の場合とさして変わらない。

3. 室内実験

3・1 実験装置と実験方法

実験で使用したスリーブとロッドの諸元を表2に示す。このうち、呼び径32mmのロープねじの切られているものは、既報²⁾で使用したものと同一である。今回は、呼び径38mmのロープねじの切られているものと、最近ねじの切り離しが容易なため好んで用いられている台形ねじの切られているものとを追加した。また、図6には、ロッド端を打撃し、弾性波を発生させるのに用いた、呼び重量1/2より10ポンドの5種類のハンマの概略図を示す。既報では、呼び重量2ポンドのハンマを使用したので、それ

表2 室内実験で使用したスリーブとロッドの諸元

名称	32mm ロープねじ	38mm ロープねじ	38mm 台形ねじ	51mm 台形ねじ
スリーブとロッド共通				
ヤング率(GPa)	202	202	202	202
密度(kg/m ³)	7,800	7,800	7,800	7,800
音速(m/s)	5,090	5,090	5,090	5,090
スリーブ				
長さ(m)	0.160	0.180	0.191	0.236
外径(m)	0.043	0.055	0.055	0.077
インertia [*] (kg/s)	28,380	52,964	51,087	108,766
質量(kg)	0.892	1.873	1.917	5.043
ロッド				
長さ(m)	2.081	2.000	1.996	1.826
外径(m)	0.032	0.039	0.039	0.053
内径(m)	0.012	0.015	0.015	0.021
インertia [*] (kg/s)	27,440	40,412	40,412	73,839

* (インertia^{*}) = (断面積)・(密度)・(音速) = (断面積)・(ヤング率)/(音速)

図6 実験に使用したハンマの概略図
左より順に呼び重量10, 4, 2, 1, 1/2ポンド・ハンマ

図7 室内実験装置の概要。呼び径38mmのロープねじを切ったロッドとスリーブを使用した場合

より小さいもの2種類と大きいもの2種類を追加したことになる。

実験方法は、既報とほぼ同じなのでごく簡単に説明することにする。図7に、呼び径38mmのロープねじを切ったロッド2本と、スリーブ1個よりなる実験装置の概略図を示す。この実験装置の4箇所には細い紐をかけて水平に吊る。目盛り付きトルクレンチで200 N・mのトルクを加え、ロッドとスリーブを締め付けた後、実験装置の左端をハンマで打撃して弾性波を発生させ、各々のロッドの中央付近に貼り付けた半導体歪みゲージで歪みの経時変化を測定した。半導体歪みゲージの出力は歪み増幅器で増幅した後メモリ付きオシロスコープで1μsごとに10msの間収録した。

3・2 実験結果と理論的予測の比較

図8に5種類のハンマで、図7に示す実験装置の左端を打撃したときの入射波と透過波の測定例を示す。入射波は実験装置の左側のロッドの中央のA地点で測定し、透過波は右側のロッドの中央のB地点で測定した。なお、既報²⁾で述べたように、ロッドを伝播するときの弾性波の減衰率は十分小さく、A地点とB地点の波形の相違は、スリーブを通過する際に生じたと言える。図8(a)は10ポンドハンマで打撃を加えた場合である。A地点で観察した入射波は、約0.16ms後に最大となる。図7よりわかるように、入射波はA地点通過後約0.2msでスリーブに達し、透過波と反射波に分かれる。反射波がA地点に達するのは、約0.4ms後であり、この時間以降のA地点での波形には、入射波と反射波が重なっている。入射波の波形は正弦波と三角波の間と言えよう。すなわち、立ち上がり部分および立ち下がり部分はほぼ直線であり、この点からすると三角波に近いが、波の頂点付近は丸まっており、この点では正弦波に近い。B地点で観察された透過波も正弦波と三角波の間と言える。10ポンドハンマで打撃した場合、入射波と透過波との波高の最大値は数%しか異ならなかった。

図8(b)には4ポンドハンマで打撃したときの結果を示した。

(a) 呼び重量10ポンド・ハンマ

(d) 呼び重量1ポンド・ハンマ

(b) 呼び重量4ポンド・ハンマ

(e) 呼び重量1/2ポンド・ハンマ

図8 ハンマを変えたときの入射波(Location A)と透過波(Location B)の測定例。呼び径38 mmのローブねじを切ったロッドとスリーブを使用した場合。圧縮応力を正として表示

(c) 呼び重量2ポンド・ハンマ

ることがわかる。なお、T51の透過波の場合、 t/t_1 が1以上では、実験装置の右端からの反射波（引張波）が重なっており、そのためやや急速に波高が減少する。

次に実験結果を図4に示した解析結果と比較・検討する。図10(a)は呼び径32 mmのローブねじの切ったロッドとスリーブを用いたときの結果である。縦軸は、透過波と入射波の波高の最大値の比で、横軸は t/t_1 である。 $\tau = Z/2k$ であるが、 k は既報で求めた値710 MN/mをそのまま用いた。図8の結果より、入射波は正弦波と三角波の間であることがわかった。図中の実線

図9 ロッドを変えたときの透過波の測定例。縦軸は入射波の波高の最大値 P_{1max} にて正規化。横軸の経過時間は、入射波の継続時間 t_1 で正規化。呼び径32 mmローブねじ(R32)、38 mmローブねじ(R38)、38 mm台形ねじ(T38)、51 mm台形ねじ(T51)を切ったロッドとスリーブを使用。呼び重量4ポンド・ハンマを一貫して使用した。

この場合にも、入射波と反射波の形状は、正弦波と三角波の間と言えよう。4ポンドハンマで打撃した場合の波長は、約0.29 msであり、スリーブからの反射波と重なることなく入射波が観察できた。波長が短くなるため、10ポンドハンマで打撃した場合と比較して波高の減衰は大きく、波高の最大値は5%強低下する。他方、波長は5%強増大する。

図8(c)から(e)には、順次2, 1, 1/2ポンドハンマで打撃したときの結果を示した。これらについても、入射波と反射波の形状は、正弦波と三角波の間と言えよう。しかしながら、小さなハンマで打撃するほど入射波の波長が短くなり、それに伴って、波高の減衰が大きくなる。例えば、図8(e)の1/2ポンドハンマで打撃した場合には、透過波の波高の最大値は入射波のそれと比較して約20%低下する。

図9には、呼び重量4ポンドのハンマを使用し、ロッドとスリーブを変えたときの透過波の測定例を、図3と同様に縦軸と横軸をとって示した。透過波の波高の最大値が、入射波のそれに比べてどの程度減衰しているかを求めてみると、R32, R38, T38, T51のねじの切られている場合、それぞれ5.7%, 6.5%, 6.9%, 20%となり、ロッド径が大きくなるに従い、減衰の程度が増大す

(a) R32-呼び径 32 mm ロープねじ

(b) R38-呼び径 38 mm ロープねじ

(c) T38-呼び径 38 mm 台形ねじ

(d) T51-呼び径 51 mm 台形ねじ
○は削岩機で削孔中のときの平均値

--- : 矩形波
— : 正弦波
--- : 三角波

(a)~(c)は全種類のハンマを使用。(d)は、呼び重量 10 と 4 ポンドのハンマを使用
△: 10 ポンド・ハンマ
*: 4 ポンド・ハンマ
◇: 2 ポンド・ハンマ
◆: 1 ポンド・ハンマ
●: 1/2 ポンド・ハンマ

図 10 透過波と入射波の波高の最大値の比の室内実験結果

図 11 削岩機を使用した実験装置の概要。No. 1~No. 4 は歪みゲージの貼り付け位置。寸法の単位は mm

図 12 超硬ボタンチップ埋め込み式ビットの概略図。寸法の単位は mm

は、図 4 と同様に、上から順に矩形波、正弦波、三角波の場合の解析結果である。図より実験結果は、正弦波と三角波の解析結果にはさまれた領域に分布していることがわかる。実験結果のばらつきはかなりのあるが、まずまず妥当な結果と言えよう。

図 10(b), (c), (d) は、それぞれ呼び径 38 mm のロープねじ、38 mm の台形ねじ、51 mm の台形ねじの切っであるロッドとスリーブを用いたときの結果を示した。既報²⁾と同様の手順で k を求めたところ、いずれの場合も呼び径 32 mm のロープねじの切っであるロッドとスリーブを用いた場合と大差ないことがわかった。そこで $k = 710 \text{ kN/m}$ を一貫して用いることにした。図 10(b) と (c) は、いずれも呼び径 38 mm のときの結果であるが、図 10(a) の場合と同様に、正弦波と三角波の解析結果にはさまれた領域に実験結果は分布している。図 10(d) は呼び径 51 mm の場合の結果である。この場合には、小さなハンマを使用して打撃を加えると、波高の小さな入射波しか発生せず正確な測定ができなかったため、4 と 10 ポンドハンマを使用したときのみを整理した。実験結果のばらつきがかなり大きく、正弦波と三角波の解析結果を横切って実験結果は分布している。

図 10 に示した結果をまとめると、多くの場合、正弦波と三角波の解析結果にはさまれた領域に実験結果は分布し、まずまず妥当な結果が得られたと言えよう。ただし、呼び径 51 mm の場合は横軸にとった t_1/τ が大きい領域での実験結果は得られなかった。

4. 削岩機を用いた実験

4・1 実験装置と実験方法

これまでの結果より、スリーブのモデル 1 は、実験室実験の結果をかなり良く説明することがわかった。しかしながら、実際に削孔しているときと実験室実験では、条件が異なる恐れが多分にある。例えば、ロッドとスリーブの締め付けトルクおよびロッド中の応力は、削岩機で削孔中に比べかなり小さいと思われた²⁾。そこで、削岩機で岩石を削孔中に弾性波の伝播特性を測定し、室内実験と同様に、その結果をモデル 1 によって説明できるかどうか検討することにした。

測定時の削岩機（ドリフタ）、4 本のロッド、4 個のスリーブ、ビット、岩石（稲田花こう岩）の配置状況を、図 11 に示す。稲田花こう岩の一軸圧縮強度は約 220 MPa、圧裂引張強度は約 10 MPa である。使用した削岩機は実験用に試作したもので、質量約 300 kg、全長 1,290 mm である。また、削岩機のピストンの呼び径は 63 mm で、長さは 630 mm である。使用したロッドは、両端に呼び径 51 mm の台形ねじが切られており、外径 53 mm、内径 21 mm、全長 3,660 mm である。実験室実験で使用した T51 ロッドは、このロッドを中ほどで切断したものである。スリーブは外径 77 mm の円筒形で実験室実験で使用したものと同じである。図 12 に示すようにビットは、呼び径 102 mm で先端には超硬合金製ボタンチップが埋め込まれている。

図13 削孔中に測定した弾性波形。フィード圧7MPaのとき、図11の第1地点と第3地点での測定結果。圧縮応力を正として表示

4・2 弾性波の測定結果

4本のロッド中、2本のロッドには、左右の端より各々300mmの位置に歪みゲージを貼り付けた。したがって、弾性波の測定位置は4箇所であり、図11に示したごとく、削岩機に近い位置から順に番号付けをした。4箇所での測定結果を検討したところ、第2地点での測定結果には、削岩機からの入射波に、左側のスリーブからの反射波が紛れ込むことがわかった。また、第4地点での計測結果には、ビットおよび岩石からの反射波が紛れ込むことがわかった。そこで、比較的削岩機よりの入射波がそのまま観測できる第1地点と第3地点の計測結果をもとに検討することにした。

実験を通じ削岩機への供給油圧は15MPaに保った。フィード圧は、5, 7, 9MPaの3段階に変えて実験を行った。フィード圧5, 7, 9MPaのときのフィード力は、約5, 7, 9kNであった。また、各フィード圧での回転トルクは、約280, 320, 400N・mであった。したがって、実験室実験での締め付けトルク200N・mの1.4~2倍である。

例として、フィード圧7MPaのときの第1地点と第3地点での測定結果を図13に示す。図の縦軸は、測定された歪みにヤング率をかけて求めた応力である。第1地点に弾性波が到着したときを横軸の原点とした。第1地点での計測結果を見ると、弾性波が到着してから最大値になるまでの所要時間は0.2ms強であることがわかる。波形は正弦波と三角波の間であるが、どちらかと言えば三角波に近いことも図13からわかる。フィード圧が5および9MPaのときも第1地点で観察した弾性波の波形は図13に示したものと、目立った差異はなかった。

使用した削岩機のピストンは、実験室実験でロッドを打撃するのに使用したハンマに比べ、長さや直径の比がかなり大きく、どちらかと言えば矩形波に近い波形が観察されることが予測されたが、実際の測定結果は実験室実験での波形とさして変わらないものとなった。ロッドでの弾性波の立ち上がり、かなり緩やかになるとの結果は、高岡ら⁹⁾¹⁰⁾も報告している。その原因としては、2つ考えられる。まず、ピストンがシャンク・ロッドに衝突し弾性波が発生するわけであるが、衝突後ただちに両者の端面が完全に密着するとは考えにくく、端面間に働く力は経過時間とともに徐々に増加していくのではないかと考えられる⁷⁾。すなわち、スリーブ継手部におけるロッド端面の場合と同様に力学モデルで考えれば、端面間のばねを介して力が伝えられるためシャンク・ロッドに発生する弾性波は緩やかに立ち上がり、緩やかに下降すると思われる。2番目の原因として、シャンク・ロッドとロッドの間にあるスリーブでの弾性波の減衰が考えられる。後述するように、今回使用したスリーブでの波高の最大値の減衰率は3%程度と

表3 削岩機を使用した実験での入射波と透過波の波高。50波の波高の最大値を測定し、その内の最大、最小、および単純平均値と標準偏差を示した。圧縮応力を正として表示

フィード圧 (MPa)	第1地点での波高の最大値				第3地点での波高の最大値				第3地点での平均値 第1地点での平均値
	最大	最小	平均	標準偏差	最大	最小	平均	標準偏差	
5	257	230	245	5.5	239	210	224	6.7	0.91
7	248	216	229	5.6	221	200	210	4.8	0.92
9	255	224	237	5.6	208	193	202	3.3	0.85

比較的小さく、これより推測して前者の方がより重要と考えられるが、現在のところ、2つの原因の正確な割合については不明である。

図13には、第3地点での弾性波の測定結果も示した。第1地点と第3地点の間の距離は10.98mなので、弾性波速度を5.09km/sとして、単純に計算した伝播時間は2.16msとなる。図に示した第1地点と第3地点での弾性波の立ち上がりの時間間隔は、計算した伝播時間とほぼ一致する。しかしながら、第1地点と第3地点で波高が最大となる時間間隔は約2.3msであった。これは、第3地点での弾性波の立ち上がりが緩やかになったためと考えられる。第1地点での弾性波に比べ第3地点でのそれは、波高の最大値が10%弱減少するとともに全般的に滑らかな波形となっている。フィード圧が5および9MPaのときも第3地点で観察した弾性波の波形は図13に示したものと、定性的には差異が認められなかった。

4・3 スリーブでの減衰

図11の第1地点より第3地点までには、3つのスリーブがあり、そのため弾性波は減衰すると思われる。そこで、第1地点での波高の最大値 P_{1max} 、第3地点での最大値 P_{3max} 、および両者の比 P_{3max}/P_{1max} を求め表3に示した。フィード圧5と7MPaのときの波高の最大値の比はほぼ同じで、それぞれ0.91と0.92であった。他方、フィード圧9MPaのときの波高の最大値の比は、0.85とかなり小さくなった。フィード圧9MPaではフィード力が大きすぎ、ロッドの曲がりが生じた可能性がある。そこで、次式によりオイラーの座屈荷重 P_k を計算してみることにする。

$$P_k = \frac{n\pi^2 EI}{l^2} \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここに、 n は固定係数、 E はヤング率、 I はロッドの断面2次モーメント、 l は4本のロッドの長さである。図11の削岩機側の端末条件を固定端、ビット側の端末条件を回転端と考えると $n=2.046$ であり、 P_k は約7kNとなる。両端とも固定端とすれば $n=4$ であり、 P_k は約14kNとなる。この結果より、フィード圧9MPaのときのフィード力9kNは、固定係数 $n=2.046$ として計算したオイラーの座屈荷重を超えていることがわかる。実際には、フィード力が、ビット側の端末条件を回転端として計算したオイラーの座屈荷重を超えても、孔壁とロッドとが接触してビット側の端末条件が固定端に近くなるので、ロッドの座屈は生じなかった。しかし、ロッドの曲がりが大きくなり、そのため第1地点より第3地点までの弾性波の減衰が、フィード圧9MPaの場合大きくなった可能性がある。そこで、以下では、フィード圧5と7MPaでの測定結果のみを検討することにした。

フィード圧5と7MPaでの値の平均値を計算すると、波高の最大値の比は0.915となる。これは第1地点より第3地点までの3つのスリーブを経たときの値であるので、立方根をもって1つのスリーブでの値と考えることにする。実際に計算してみると、1つのスリーブを通過したときの波高の最大値の比は0.971となる。よって、減衰率で言えば2.9%となる。

前田¹¹⁾は、呼び径 38 mm でハイリッドねじの切られた装置にて実験を行い、ロッド継手での減衰率は 4.5 % であったと報告している。また、高岡ら¹²⁾は 3 種類のロッド継手を使用して実験を行ったが、その内最も減衰の小さいテーパ型ロッド継手での減衰率を図より読み取ると 4~5 % である。今回得られた減衰率は、前田¹¹⁾(1966 年) ないし高岡ら¹²⁾(1958 年) の測定値より若干小さいが、これはここ 20~30 年の技術的進歩によるものと推測する。

今回求めた減衰率は十分管理された理想的な条件下での値であり、現場で作業中の場合の減衰率は多少異なる可能性がある。すなわち、ねじ部の緩み、ロッドやスリーブと孔壁との接触、アライメントの狂いなどが生ずると、弾性波の減衰率は増大すると考えられる。現場で作業中の弾性波の減衰に関する詳しい検討は今後の課題として残った。

スリーブを通過したときのエネルギーの減衰についても検討したが、整理の仕方により結果が変わる。すなわち、弾性波は図 13 のようになるが、弾性波の立ち上がりより、どこまでを対象として整理するかで結果は変わる。検討の余地はあるが、弾性波の立ち上がりより、その後最初に応力が 0 となるまでの間を対象として整理すると、第 3 地点と第 1 地点での弾性波エネルギーの比は、上述の波高の最大値の比とほぼ同じとなる。これは、既報²⁾で述べたように、波高の最大値と波長とがほぼ反比例するので、波高の最大値の 2 乗と波長の積に比例するエネルギーは、結局、波高の最大値に比例するからである。また、この結果は、図 4 と図 5 を用いて説明した、入射波が正弦波ないし三角波の場合、 $P_{2\max}/P_{1\max}$ と E_2/E_1 は近い値となることの理論的な予測とも一致する。

次に、モデル 1 より導かれる結果と比較することにした。この場合、 $Z = 73,839 \text{ kg/s}$ 、 $k = 710 \text{ MN/m} = 710 \times 10^6 \text{ kg/s}^2$ とすれば τ は 0.052 ms となる。また弾性波の継続時間 t_1 は約 1 ms なので、 t_1/τ は約 19 となる。図 10(d) にプロットしてみると、実験より得られた波高の最大値の比 0.957 は、正弦波と三角波の理論値の間に位置し、実験室実験での傾向と一致することがわかった。ただし、 $t_1/\tau = 19$ 付近では、実線で示した理論値の変化は小さく、 $k = 710 \text{ MN/m}$ と仮定したことが正しいかどうかを正確に判断することは困難であった。

5. 考察とまとめ

既報²⁾では、ローブねじの切られた呼び径 32 mm のスリーブとロッドを使用して実験を行った。その結果を考慮しつつ、スリーブの力学モデルを提案した。その内モデル 1 は、ロッド端面間にばねを挿入しただけの簡単なものである。

本研究ではまずモデル 1 をより詳細に検討し、矩形波、正弦波、三角波がスリーブに入射した場合の解析解を求めた。その結果、入射波と透過波の最大値の比 $P_{1\max}/P_{2\max}$ およびエネルギーの比 E_1/E_2 は、入射波の継続時間 t_1 と系の遅延時間 $\tau = Z/2k$ と

の比 t_1/τ により整理でき、 t_1/τ の増加とともに 1 に漸近することがわかった。

入射波の継続時間 t_1 を変えた実験を行うため、呼び重量 1/2 より 10 ボンドまでの 5 種類のハンマを用意し、これらでロッドの端を打撃して継続時間の異なる入射波を発生させることにした。また、 τ を変えた実験を行うため、呼び径 32 mm より 51 mm までの 4 種類のスリーブとロッドを検討の対象とした。その結果、モデル 1 により、今回の実験範囲内でのスリーブの弾性波伝播特性をかなり良く説明できることがわかった。興味深いのは、ロッド間のばね k の値がロッドの径の大小によりあまり変化しなかったことである。その原因の一つとして、締め付けトルクを一定としてすべての実験を行ったことが挙げられよう。締め付けトルクが変わると、ロッド端面間の初期の面圧が変わり、力学モデルのばね定数も変わることが予測できるので、この点は今後検討すべき点として残った。

削岩機を使用して花こう岩を削孔中に、ロッドを伝播する弾性波を測定した。その結果を整理すると、フィード圧が適正なときのスリーブでの波高の最大値の減衰率は 2.9 % であった。削岩機のピストンは、室内実験で使ったハンマに比べ、かなり細長いものであるが、観察された波形は比較的三角波に近かった。モデル 1 による解析結果と比べると、三角波が入射したときの計算値と、正弦波が入射したときの計算値の間に、実測された減衰率 2.9 % は位置することがわかった。

今回はモデル 1 についてのみ、かつ、圧縮波についてのみ検討した。弾性波の通過に伴うスリーブの揺動や、その結果もたらされるねじ部の発熱を検討するには、モデル 2 を採用した詳細な検討が必要であるが、今回は見送った。また、三上¹⁾によれば、スリーブの揺動は引張波がスリーブを通過するときに甚しいが、引張波の検討も今後の課題として残った。

謝辞 実験に際しては、東京大学工学部地球システム工学科助手秋山政雄氏と同技官齊藤貴英氏にご協力頂いた。ここに記して謝意を表する。

引用文献

- 1) 三上芳一：さく岩機のスリーブ発熱に関する研究，p. 9-11, (1986)，東京大学博士論文
- 2) 大久保誠介・大田彰則・秋山政雄：資源と素材，Vol.110, p. 895-901, (1994)
- 3) Beccu, R. and Lundberg, B.: Int. J. Impact Engng., Vol. 6, p. 157-173, (1987)
- 4) 速水博秀：探鉱と保安，Vol. 20, p. 225-233, (1974)
- 5) Lundberg, B., Beccu, R. and Nilsson, A.: Int. J. Impact Engng., Vol. 4, p. 303-313, (1989)
- 6) Beccu, R. and Lundberg, B.: Int. J. Impact Engng., Vol. 9, p. 277-287, (1990)
- 7) 大久保誠介・西松裕一：資源と素材，Vol. 107, p. 209-214, (1991)
- 8) 大久保誠介・西松裕一・秋山政雄・辰巳 哲：資源と素材，Vol. 108, p. 134-140, (1992)
- 9) 高岡三郎・速水博秀：日本鉱業会誌，Vol. 72, p. 113-116, (1956)
- 10) 高岡三郎・速水博秀：日本鉱業会誌，Vol. 72, p. 497-503, (1956)
- 11) 前田宣一：さくがんき，Vol. 41, p. 17-21, Oct., (1966)
- 12) 高岡三郎・速水博秀・三沢茂夫：日本鉱業会誌，Vol. 74, p. 7-12, (1958)