

反発硬さ関係式に及ぼす圧子球保持軸部の影響*

石橋達弥**, 下田茂**

The Influence of the Holding Shaft of an Indenting Sphere
on the Relative Equations of Rebound Hardness

Tatsuya ISHIBASHI and Shigeru SHIMODA

For the use of a Tip Ball type indenter in the various Rebound Hardness Machines or Methods, it is necessary to investigate the influence of the holding shaft of an indenting sphere on the relative equations of Rebound Hardness. For this purpose, firstly the Tip Ball type indenter's vibratory system is considered and concluded with the vibratory model of one degree of freedom by the theory of vibration, and shown that in this model, if the ratio of natural period of an indenter to the duration time of impact is very small, the movement of a holding shaft is preportional to the impact force. Therefore the energy stored in a holding shaft during impact can be calculated easily, being equal to the total of this energy and the energy of the contact areas of an indenting sphere and a material using Hertz's Contact Law to the rebound energy of an indenter. The equation of the rebound energy of a Tip Ball type indenter is shown. Next, the results of experiments with several Tip Ball type indenters are given and clarify quantitatively that measured values are consistent with the analyzed values within an accuracy of about $\pm 5\%$ and the influences of a holding shaft are larger as the falling height becomes higher, and the material becomes softer. Finally, the above mentioned points of that influence are confirmed for the Hardness Number by the experiment using the indenter of the D type Shore Hardness Testing Machine.

Key Words: Material Testing, Rebound Hardness, Tip Ball Type Indenter, Holding Shaft of an Indenting Sphere, Vibratory Model of One Degree of Freedom, Rebound Energy, Hertz's Contact Law, Hardness Number, D Type Shore Hardness Testing Machine

1. 緒 言

球単体や球を軸の先端に保持したような圧子(以後、先端球圧子と呼ぶ)の衝突、反発現象を利用する硬さ試験は、通常『反発硬さ試験』といわれ、圧子の反発量(反発率など)を硬さの尺度として用いる点に大きな特徴がある。

そのため反発硬さ理論の基本関係式として、Tabor⁽¹⁾が反発エネルギー算定のために導入した圧子球と試料との接触部における Hertz の弾性接触理論が、重要な役割を担っている。

これまでの研究⁽¹⁾⁻⁽⁴⁾では、反発に関与する部分として圧子球と試料との接触部のみに関心が払われてきた。

しかしながら先端球圧子の場合には、その圧子球保持軸部も反発エネルギー関係式に何らかの影響を及ぼすことが予想される。したがって、接触部のみならず圧子球保持軸部の反発硬さ関係式に及ぼす影響を、定量的に解析し把握することは、計測技術の進展に伴って今後開発される多様な反発硬さ試験機においても重要

なことと思われる。

本研究は以上のような点を考察することに主眼を置いたもので、まず先端球圧子の反発エネルギー関係式の検討にあたっては、保持軸部に蓄えられるエネルギーを算定する必要があり、その前提として圧子の振動特性の解析を行い、先端球圧子の振動系を1自由度の振動モデルに帰着させ得ることを示し、次いでこの振動モデルにおいては圧子の固有周期と衝突持続時間との比が小さければ、保持軸部の動きは衝突力に比例することを示した。したがってこのような条件が満足される場合には、接触部と保持軸部の2箇所に蓄えられるエネルギーを反発エネルギーに等しいと置くことで先端球圧子の反発エネルギー関係式を導出した。解析の妥当性を検討するため、形状や材質を変えた先端球圧子による実験を行ったところ、解析で予想した値と実測値とのよい一致が得られ、また保持軸部の反発エネルギー関係式に及ぼす影響の度合は、落下高さが大きいほど、試料が軟らかくなるほど顕著になることなども定量的に明らかにした。かつこれらの点の反発硬さ数に及ぼす影響はショアD形ハンマ(圧子)の実験においても確認した。

* 昭和61年8月26日 北陸信越支部信越地方(長野)講演会において講演, 原稿受付 昭和61年2月3日。

** 正員, 新潟大学工学部(〒950-21 新潟市五十嵐2の町8050)。

2. これまでの反発エネルギー関係式

図1(a)に示すような重さが W (質量 M)で、先端球部の直径が D (半径 R)である圧子が、高さ H_0 より試料面上に落下衝突[衝突速度 V_0 ;式(1)]し、図1(b)のような永久くぼみを生じたのち高さ H_r まで反発[反発速度 V_r ;式(2)]したとする。このとき g を重力加速度とすれば、反発係数 e 、反発率 H の関係は式(3)、(4)のように与えられる。

$$V_0 = (2gH_0)^{1/2} \dots\dots\dots (1)$$

$$V_r = (2gH_r)^{1/2} \dots\dots\dots (2)$$

$$e = V_r/V_0 \dots\dots\dots (3)$$

$$H = H_r/H_0 = (V_r/V_0)^2 = e^2 \dots\dots\dots (4)$$

さて試料の塑性変形が終了したあとの圧子球と試料との接触部における離反過程は、完全に弾性的(可逆的)であるといえるから、接触部に蓄えられるエネルギーを算定する方法としては、図1(b)に示したような直径 D の球を凹球面直径 D_p (半径 R_p)のくぼみに、接触直径(永久くぼみ直径)が d (半径 a)になるまで押し込むために必要なエネルギーと同じものであると考えればよい。

そこで次に示すような記号を用いて、Tabor⁽¹⁾が示した関係を要約すると式(8)~(13)のようになる。

E_i, E_s, μ_i, μ_s : 圧子球と試料のヤング率, ポアソン比

$I(E), S(E), f(E)$: 圧子球の, 試料の, 圧子球と試料との接触に関する弾性パラメータ⁽³⁾⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾

F, F_m : 衝突力(接触力), 最大衝突力(最大接触力)

α : 接触半径($0 \leq \alpha \leq a$)

Z_e, Z_{em} : 弾性接触時の球中心の変位とその最大値
 $I(E) = (1 - \mu_i^2)/E_i \dots\dots\dots (5)$

$S(E) = (1 - \mu_s^2)/E_s \dots\dots\dots (6)$

$f(E) = I(E) + S(E) \dots\dots\dots (7)$

図1(b)に衝突力 F, F_m が作用したときの諸量の関係は、Hertzの弾性接触論より式(8)、(9)で与え

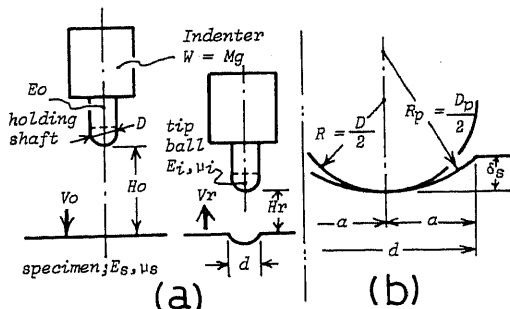


図1 圧子の衝突および永久くぼみ形状

られるから式(10)を得る。

$$2\alpha = [3Df(E)F/(1 - (D/D_p))]^{1/3} \dots\dots\dots (8)$$

$$d = 2\alpha = [3Df(E)F_m/(1 - (D/D_p))]^{1/3} \dots\dots\dots (9)$$

$$F/F_m = (\alpha/a)^3 \dots\dots\dots (10)$$

またこのときの球中心の変位 Z_e は式(11)で示されることから、

$$Z_e = (3/4)Ff(E)/\alpha = (3/4)F_m f(E)\alpha^2/a^3 \dots\dots\dots (11)$$

接触部に蓄えられる弾性エネルギー U_e は式(12)となる。

$$U_e = \int_0^{Z_{em}} F dZ_e = \int_0^a \{(3/2)F_m^2 f(E)\alpha^4/a^3\} d\alpha = (3/5)f(E)F_m^2/d \dots\dots\dots (12)$$

したがって、このエネルギー U_e により圧子が反発するわけであるから、反発エネルギー関係式としては式(13)の関係を与えることができる。

$$WH_r = (3/5)f(E)F_m^2/d \dots\dots\dots (13)$$

3. 圧子球保持軸部を考慮した反発エネルギー関係式

本章では図2に示すような形状の先端球圧子が図1(a)に示すような衝突、反発をする場合について考えるが、衝突中に保持軸部に蓄えられるエネルギーを算定するに際して、まず衝突力に対する保持軸部の動きを知る必要があるため、圧子の振動特性の解析から始めることにする。

3-1 先端球圧子の振動モデル 次のような記号を用いると先端球圧子の振動モデルを図3(a)のような形に描くことができる。

M_t, M_s, M_b : 先端球部の, 保持軸部の, 本体部の質量

K_s : 保持軸部のばね定数

C_s : 保持軸部の減衰係数

Z, x : 先端球中心および本体部重心の変位

さて図示したような圧子では当然 $(M_t + M_s) < M_b$ と考えており、このようなときには振動的に⁽⁵⁾⁽⁶⁾保持軸部の質量をある係数倍して先端球部質量に加える

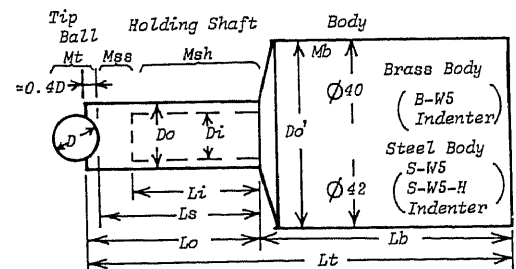


図2 先端球圧子形状

ここで、図3(b)のような \$M_s\$ を零の振動モデルとして取扱うことができる。そこで、\$M_s\$ を含んだ形での先端球部の質量を相当質量 \$M_i'\$ として、例えば式(14)のようにあたえた時⁽⁶⁾,

$$M_i' = M_i + (M_s/3) \dots \dots \dots (14)$$

質量比を \$i = M_i/M_s\$ とし図3(a), (b)各モデルにおける固有振動数の違いを考えてみると、\$i=0(M_s=0)\$ のとき最大差を生ずるが、たかだか10数%程度であり、\$i \ge 1\$ ではその差1%以下となる。したがって実際の圧子では必ず \$M_i\$ が存在することなども考えると、図3(a)のモデルを(b)と置き換えてもよいことになる。

そこで時間を \$t\$ として図3(b)のモデルについての運動方程式を立てると、式(15), (16)となる。

$$M_i'(d^2Z/dt^2) = K_s(x-Z) + C_s[d(x-Z)/dt] - F \dots \dots \dots (15)$$

$$M_b(d^2x/dt^2) = -K_s(x-Z) - C_s[d(x-Z)/dt] \dots \dots \dots (16)$$

$$\lambda = x - Z \dots \dots \dots (17)$$

またこのときの保持軸部の弾性変形量 \$\lambda\$ は式(17)で示されるから、式(16)から式(15)を引いて整理し、かつ保持軸部の相当ばね定数として \$K_s'\$ [式(18)], 相当減衰係数として、\$C_s'\$ [式(19)] を導入すれば、\$\lambda\$ に関する

$$K_s' = K_s[1 + (M_i'/M_b)] \dots \dots \dots (18)$$

$$C_s' = C_s[1 + (M_i'/M_b)] \dots \dots \dots (19)$$

運動方程式(20)を得る。この式より、衝突時における

$$(d^2\lambda/dt^2) + \{ (C_s'/M_i') d\lambda/dt \} + \{ (K_s'/M_i') \lambda \} = F/M_i' \dots \dots \dots (20)$$

先端球圧子の振動モデルは、結局図3(c)に描いた1自由度のものに帰着できることがわかる。

3.2 先端球圧子が満足すべき振動特性の条件

圧子の固有円振動数を \$\omega_n\$ [式(21)], 減衰比を \$h\$ [式(22)] のように与えると、運動方程式(20)は式(23)のような形となる。

$$\omega_n = (K_s'/M_i')^{1/2} \dots \dots \dots (21)$$

$$h = C_s' / (2\omega_n M_i') \dots \dots \dots (22)$$

$$(d^2\lambda/dt^2) + (2h\omega_n d\lambda/dt) + (\omega_n^2 \lambda) = F/M_i' \dots \dots \dots (23)$$

さらに圧子の固有周期を \$T_n\$ [式(24)], 衝突力の持続時間を \$T_i\$, 衝突加速度およびその最大値を \$A(t)\$, \$A(t)_m\$ [式(25)] および時間比⁽⁷⁾として \$T_r\$ [式(26)] を考え、他の量 [式(27)] をあわせ用いると、式(23)は式(28)となる。

$$T_n = 2\pi/\omega_n \dots \dots \dots (24)$$

$$A(t) = F/M_i', A(t)_m = F_m/M_i' \dots \dots \dots (25)$$

$$T_r = T_n/T_i \dots \dots \dots (26)$$

$$\tau = t/T_i, \zeta = \omega_n^2 \lambda / A(t)_m \dots \dots \dots (27)$$

$$\{ (T_r/2\pi) d^2\zeta/d\tau^2 \} + \{ (hT_r/\pi) d\zeta/d\tau \} + \zeta = A(t)/A(t)_m \dots \dots \dots (28)$$

さて減衰比 \$h\$ [\$h > 1\$: 過減衰, \$h = 1\$: 臨界減衰, \$h < 1\$: 不足減衰] は当然1以下(保持軸部にはほとんど減衰は存在しないから)を考えるが、このとき時間比 \$T_r\$ が式(29)の条件を満たせば、式(28)中の第1項と第2項は第3項に対して無視できることになり式(30)を得る。

$$T_r \ll 1 \dots \dots \dots (29)$$

$$\zeta \approx A(t)/A(t)_m \dots \dots \dots (30)$$

したがって式(31)を与えることができるが、この式の意味は保持軸部の変形量が衝突力に比例するというを表している。

$$\lambda \approx A(t)/\omega_n^2 = F/(\omega_n^2 M_i') = F/K_s' \dots \dots \dots (31)$$

3.3 保持軸部に蓄えられる弾性エネルギー よって衝突力 \$F\$ が零から \$F_m\$ に達するまでに保持軸部に蓄えられる弾性エネルギー \$U_s\$ は、式(32)と

$$\lambda = F/K_s', \lambda_m = F_m/K_s' \dots \dots \dots (32)$$

ここで新たに保持軸部の弾性効果係数として \$C_k\$ [式(33)] を導入することにより式(34)のように求まる。

$$C_k = 1/(2K_s') \dots \dots \dots (33)$$

$$U_s = \int_0^{\lambda_m} F d\lambda = F_m^2/(2K_s') = C_k F_m^2 \dots \dots \dots (34)$$

3.4 先端球圧子の反発エネルギー関係式 保持軸部が接触部と時間的に同じ動き方を示す式(31)より、保持軸部に蓄えられるエネルギーを式(34)のように算定できたわけであるから、接触部と保持軸部に蓄えられたエネルギーが同時に解放されることで圧子に反発が生ずる、と考えればよいことになる。したがって先端球圧子の反発エネルギー関係式として式(12), (34)より式(35), (36)が求まる。

$$WH_r = U_c + U_s \dots \dots \dots (35)$$

$$WH_r = \{ (3/5) f(E)/d \} + C_k F_m^2 \dots \dots \dots (36)$$

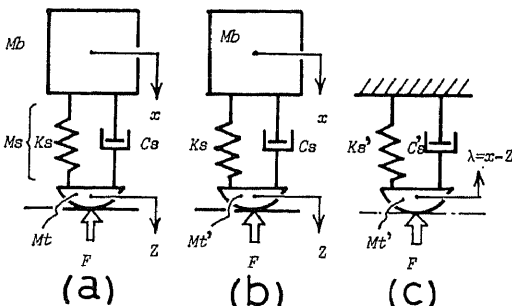


図3 先端球圧子の衝突時の振動モデル

4. 実験方法

4.1 圧子 実験に用いた先端球圧子の形状は図2に示した形のものであり、弾性効果係数 C_k に多様性を持たせるため保持軸部を含む本体の材質を鋼 (SS 41) と黄銅 (C 3604) の2種類とし、また保持軸部の断面形状としては中実形 (B-W 5, S-W 5 圧子) と中空形 (S-W 5-H 圧子) の2種類とした。いずれも先端球として直径 5 mm の超硬合金球を用いた。 E_0 を保持軸部のヤング率として圧子および圧子球の諸元を表1, 表2に示す。

4.2 試料 均質性、標準性という観点からショア用硬さ基準片3種類と、他に市販の SS 41 材を基準片と同じ形状 (φ65, 厚さ=15) に仕上げたもの1種類の計4試料を用いた。表3に諸元を示す。

4.3 実験装置 装置としては図4に示すような微少落下高さ [$H_0 \geq 1$ mm] の場合でも精度よく測定できるものとして、飯塚⁽³⁾の用いた単振子形方式に準じたものを採用した。ただしこのとき、圧子質量に対する大質量受台という条件を満たすように重さ約 500 N の鋼製試料受台⁽⁸⁾は、L脚⁽⁴⁾2本で重さ約 2 000 N の铸铁製装置台⁽¹⁵⁾に固定してある。圧子姿勢調整部⁽⁶⁾を持つ懸架装置⁽¹⁸⁾は3軸方向に移動可能であり、試料⁽⁷⁾

を受台に固定後は圧子⁽¹⁾の衝突位置を試料に対して任意に選べる機構となっている。なお試料の受台への固定法は、面板⁽⁹⁾, ⁽¹⁰⁾を用いて押さえる構造とし、その間にロードセル⁽¹²⁾を挿入することで所定の押さえ力を発生できるようになっており、実験では約 3 000 N の押さえ力を用いた。

また圧子の落下、反発高さ (H_0, H_r) を求める方法は、角度板⁽⁴⁾ (最小目盛 0.1度) により落下、反発角度 (θ_0, θ_r) を測定した後、 r を振り半径として式(37)より算出した。

$$H_0, H_r = r\{1 - \cos(\theta_0, \theta_r)\} \dots\dots\dots(37)$$

4.4 衝突力の測定⁽⁷⁾⁽⁸⁾ 圧子球保持軸部 (中空軸の場合は中空部) の中央に4枚のゲージ (ゲージ長 5 mm) を貼りつけ、対面どうしのゲージを直列に結線することで軸の曲りによる影響を除去し衝突力を検出する方法を採った。ゲージの出力は動歪計 (応答周波数~50 kHz) を通してトランジェントレコーダ (最小読取り時間間隔 1×10^{-6} s) に記憶したのち、サーボコーダ (紙幅 250 mm) 上に描かせた。

衝突力の検定は Goldsmith⁽⁹⁾, 飯塚⁽³⁾ にならひホプキンソンバー方式に拠った。まず長さ約 1 400 mm, 直径 10 mm の SS 41 材にゲージを貼りつけたものを装置部の大質量受台の代わりに吊し、次いで圧子の落下角度を順次変化させてそれに衝突させ、そのときの圧子とバーの出力を同時に測定することで圧子の出力検定を行った。

4.5 永久くぼみ形状の測定 試料面上の永久くぼみ形状に関する諸寸法の測定には、前報⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾ までと同様に工具顕微鏡 (最小読取り寸法 1×10^{-3} mm) を用いた。

5. 実験結果と考察

5.1 圧子のばね定数 K_s , 固有周期 T_n , 時間比 T_r , 保持軸部の弾性効果係数 C_k 中実形圧子の場合、軸のばね定数 K_s としては式(38)より求まる K_{ss} を用いる。(ただし $L_s = L_0 - 0.4D$)

表 1 圧子諸元

Indenter	Holding shaft Material	E_0 GPa	mm				W N
			D_0	D_i	L_0	L_i	
B-W5	Brass	96	8.17	-	24.5	-	6.28
S-W5	Steel	206	9.89	-	29.8	-	6.64
S-W5-H			9.73	8.05	30.0	24.5	6.02

1 N = 0.102 Kgf 1 GPa = 102 Kgf/mm²

表 2 圧子球諸元

Indenter	Ball Material	D mm	E_i GPa	μ_i	$I(E)$ $1/(10^3 \text{GPa})$
B-W5 S-W5 S-W5-H	Tungsten carbide	5	608	0.21	1.57

1 GPa = 102 Kgf/mm²

表 3 試料諸元

Material	Hardness H_s (HV)	E_s GPa	μ_s	$S(E)$ $1/(10^3 \text{GPa})$
Standard Blocks for Hardness	31 (206)	201	0.29	4.48
	53 (382)	196		4.59
	69 (550)			
SS41	(185)	206		4.45

1 GPa = 102 Kgf/mm²

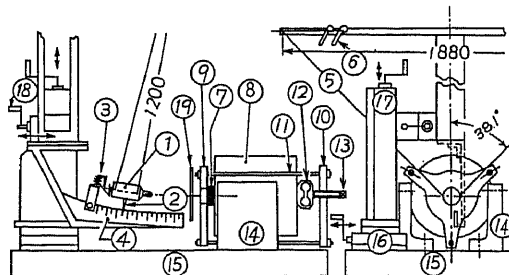


図 4 実験装置

$$K_{ss} = (\pi/4) D_o^2 E_o / L_s \dots\dots\dots (38)$$

また中空形圧子の場合、中実部 M_{ss} と中空部 M_{sh} とが直列につながれていると考えると中空部のばね定数は式(39)より与えられるから、

$$K_{sh} = (\pi/4) (D_o^2 - D_i^2) E_o / L_i \dots\dots\dots (39)$$

保持軸部のばね定数 K_s として式(40)で示されるものを使用する。

$$\left. \begin{aligned} (1/K_s) &= (1/K_{ss}) + (1/K_{sh}) \\ K_s &= (K_{ss} K_{sh}) / (K_{ss} + K_{sh}) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (40)$$

以上の考えかたより算出した各圧子の K_s , C_k , T_n の値を表4に示す。また実測した T_n の値も表に示してあるが、計算値との差は15%程度生じている。

この原因は例えば M_i' か K_s' の算定の際のどちらかにあると思われる。まず K_s' について考えると、式(31)が妥当ならば圧子出力は衝突の場合も静的な場合も同じになるはずである ($M_i' / M_o = 0.003$)。そこで静的な圧縮試験を行ったところ、同じ値が得られた。したがって表に示す K_s の値は妥当と考えてよい。一方、 M_i' について考えると、わずかな質量の算定 [式(14)] の違いが計算値に大きく効いてくる点からすれば、実測値との差はそれほど大きいものでなく、この程度の一致が得られれば T_n の値を予想するには十分といえる。

また時間比 T_r は表中の値のように各圧子とも小さく、式(29)を満足していることがわかる。

5.2 保持軸部の弾性効果係数 C_k が反発エネルギー関係式に及ぼす影響 C_k の及ぼす影響の度合を把握しやすくするために、式(13)、(36)を次のような形の式(41)、(42)に改めてみる。

$$(3/5) = d(WH_r / F_m^2) / f(E) \rightarrow C_o \dots\dots\dots (41)$$

$$(3/5) = d((WH_r / F_m^2) - C_k) / f(E) \rightarrow C_i \dots\dots\dots (42)$$

すなわち衝突にさいして保持軸部がなんの影響も及ぼさないならば各諸量を式(41)の右辺に代入したとき、その結果は0.6 ($\rightarrow C_o$) の値になるはずであるし、一方保持軸部が影響を与えるのであれば弾性効果係数 C_k を含む式(42)の右辺は0.6 ($\rightarrow C_o$) の値になるはずである。そこで F_m , H_r の実測値および圧子(球)、試料の諸量を式(41)、(42)に代入して算出した結果を C_o を白丸印、 C_i を黒丸印として図5に示したが、 C_i の実測値としてはどの圧子においても $0.6 \pm 5\%$ 内程度の値が得られており、3章以下での解析が妥当であったことがわかる。これはまた圧子球と試料との接触部においてHertzの弾性接触論が正確に成り立っている⁽¹⁾⁽⁹⁾⁻⁽¹¹⁾ことを示している結果でもある。

さて弾性効果係数 C_k の及ぼす影響の度合は、各圧子とも試料が同じ場合には落下高さ H_o が大きくなる

ほど大きくなり、 C_o と C_i の差は拡大する。また同じ圧子(B-W5圧子の例)で試料の硬さを変化させたときには、硬さが小さくなるほど C_k の影響が顕著に現れ、例えばSS41試料で $H_o = 20$ mm のときには C_o は C_i の倍近い値をとるようになる。これは試料が軟らかくなるにつれ、接触部に蓄えられるエネルギー U_c の値の全反発エネルギーに占める比率が小さくなってゆくために起こる現象である、と考えられる。これに対し試料が硬くなると C_k の効果が小さくなるのは前述の逆ということになる。またB-W5圧子やS-W5-H圧子のように保持軸部の材質や構造が異なっても、当然 C_k の値が同じようであれば同じような影響を与えることがHS69試料に対する結果からもわかる。

さらに C_k の値が他の圧子よりも小さいS-W5圧子のような場合をみると、試料が硬くて H_o が小さいときには C_o と C_i との差はかなり小さくなりその差を考慮しなくともよいように思われるが、前述したように C_k の効果は試料が軟らかいほど顕著になる点が特徴であるから、広範囲な硬さの試料を相手にする硬さ試験のような場合には、その影響を過小に評価してはならないといえる。また $C_k = 0$ とおけば球単体圧子の式となるから、式(36)あるいは式(42)は球単体圧子の場合も含むより一般的な反発エネルギー関係式であることになる。

5.3 ショア硬さ数 HsD に及ぼす保持軸部の影響 JISに規定⁽¹²⁾⁽¹³⁾されているショア硬さ試験の内、保持軸部を有する圧子(ハンマ)を用いるのはD形である。その硬さ数の定義は機器による定数を $K^{(12)}$ として、式(43)で与えられているが、圧子などについての具体的な数値としては解説⁽¹³⁾で述べられている圧子重量 $W = 0.355$ N (=0.036 kgf) と落下高さ $H_o = 19$ mm の2項目にすぎない。

$$HsD = K(H_r / H_o) = 140H \dots\dots\dots (43)$$

通常市販されている圧子形状の平均値は表5に示すようなものが報告されている⁽⁴⁾。保持軸径としてはおよそ $D_o = 4.9 \sim 5$ mm 位のものであり、著者らの研究室にあるショア社製D形試験機付属の圧子は、その保持軸部の先端付近が $\phi 4.5$ mm、本体部付近が $\phi 5$

表4 各圧子の K_s , C_k , T_n , T_r

Indenter	Calculation			Experiment	
	K_s $\times 10^5$ N/mm	C_k $\times 10^6$ mm/N	T_n	T_n $\times 10^6$ sec.	T_r $\times 10^2$
B-W5	2.23	2.24	30	34.5	< 8.5 <
S-W5	5.68	0.88	23	26.0	< 6.5 <
S-W5-H	1.90	2.63	29	33.5	< 8.0 <

1N = 0.102 Kgf

mmと若干テーパの付いたものである。

このようなD形ショア試験機において、圧子（ハンマ）保持軸部の弾性効果係数 C_k の違いが、硬さ数 HsD にどのような影響を及ぼすかを、保持軸部の径を変化させることにより実験的に検討してみた。

試験機に付属していた圧子の保持軸長は市販の60%程度の長さであったが、その状態で $H_0 \approx 19$ mm となっているため試作した圧子の寸法もそれになった。

圧子先端球としては直径 2 mm の超硬合金球（表 2）を使用しており、諸元を表 5 に示す（形状は図 2 参照）。

さて、保持軸径を変化させたとき各圧子により得られた実測値を図 6 に示すが、例えば S-W 2-1 圧子と S-W 2-3 圧子によるショア硬さ数 HsD をみると、両者の差は試料の硬、軟にかかわらず大体 3 前後と同じような値を示している点が特徴的である。

しかしこれを相対的に眺めると軟らかい試料では十数%、硬い試料では 5% 程度の変化量にあたることになり、このことは前節の図 5 に示したと同じ結果、つまり保持軸部の弾性効果係数 C_k の及ぼす影響は落下高さが同じときには、試料が軟らかくなるほど大きくなるということに合致している。また保持軸径が小さくなるにつれ HsD の値は急激に上昇する傾向を示している（なお、本試験機の K の値は約 140 である）。

6. 結 論

先端球圧子の圧子球保持軸部分が反発硬さ関係式に及ぼす影響を定量的に解析した結果をまとめると次のようになる。

(1) 先端球圧子の反発エネルギー関係式を求めるた

めには、衝突時における保持軸部の挙動を振動学的に検討する必要がある、圧子の振動モデルを考察すると 1 自由度の簡単な振動モデルに帰着できる。

(2) この振動モデルにおいては、圧子の固有周期と衝突持続時間との比が小さければ、保持軸部の動きは衝突力に比例すること、すなわち圧子球と試料との接触部と時間的に同じ動きをすることを示した。

(3) したがって衝突中に接触部と保持軸部とに蓄えられるエネルギーは、同時に解放されて圧子が反発すると考えることにより、先端球圧子の反発エネルギー関係式を導出した。

(4) 保持軸部の材質や構造を変えた先端球圧子による実験を行い、実測値は解析で予想された値の ± 5% 内程度に収まり解析の妥当性が確認された。また保持軸部の弾性効果係数の及ぼす影響は、落下高さが大きいほど、試料が軟らかいほど顕著になることを定量的に明らかにした。

(5) D形ショア硬さ試験機においても、圧子の先端球保持軸径を変更することで、保持軸部の弾性効果係数が硬さ数 HsD に及ぼす影響を実験的に検討したところ、弾性効果係数の影響は(4)と同じ結果が得られることを確認した。

本研究を遂行するにあたり、終始変わらぬご指導、

表 5 ショア D 形試験機用圧子（ハンマ）諸元

Indenter	Lt	Lb	Lo	Do	D ϕ	D	Ho	W
Commercial	106	93.4	≈ 12	≈ 5	7.94	-	≈ 19	0.37
S-W2-1				3.53				0.35
S-W2-2	101	92.5	7.5	4.51	7.93	2	18.9	0.36
S-W2-3				5.52				0.37

1N = 0.102 Kgf

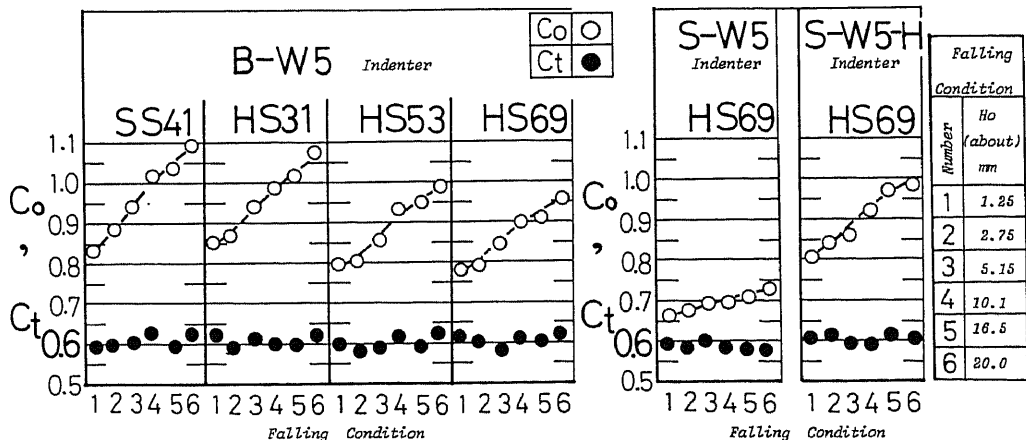


図 5 保持軸部の弾性効果係数 C_k が反発エネルギー関係式に及ぼす影響

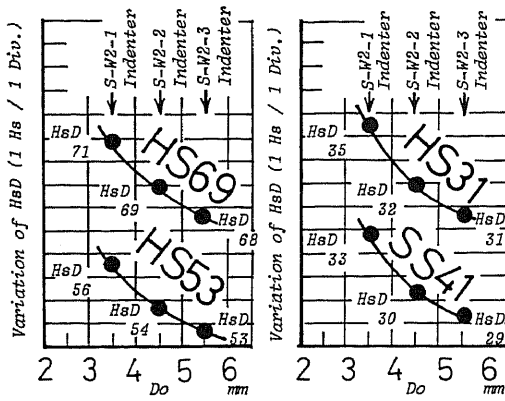


図6 保持軸部の弾性効果係数 C_k がショア硬さ数 $H_s D$ に及ぼす影響

ら感謝申し上げます。

文 献

- (1) Tabor, D., *Hardness of Metals*, (1951), 115, Oxford.
- (2) 築添・ほか1名, 機論, 30-212 (昭39), 531.
- (3) 飯塚, 計量研報告, 20-4 (昭46), 180, 183, 185.
- (4) 吉沢編, 硬さ試験法とその応用, (昭42), 110, 122, 斐華堂.
- (5) Den Hartog, (谷口訳), 機械振動論, (昭28), 194, コロナ社.
- (6) 松平, 基礎振動学, (昭48), 213, 現代工学社.
- (7) 古川, 振動および衝撃測定, (昭41), 37, 誠文堂新光社.
- (8) 河田・ほか2名, 応力測定マニュアル, (昭47), 75, オウム社.
- (9) Goldsmith, W. and Lyman, P. T. J. *Trans. ASME.*, (1960), 771/725.
- (10) 石橋・ほか1名, 機論, 52-480, A (昭61), 1958.
- (11) 石橋・ほか1名, 機論, 52-482, A (昭61), 2387.
- (12) ショア硬さ試験方法, Z 2246-1981.
- (13) ショアかたさ試験機 B 7727-1969 (昭58.7.1確認).

ご激励をいただいた東京工業大学 神馬敬教授に心か