印字部品の形状と衝撃力*

太 田 正 孝**

Analytical Models and Impact Force of Print Hammers

Masataka OHTA

This paper presents a method of designing the print hammer or the wire driving lever of an impact printer. A beam with a mass at the free end and a rigid body around the pivot point is considered to be the essential structure of a print hammer, and the relationship of this fundamental structure to the impact force is studied. The driving point mechanical immittances are derived from this infinite degrees of freedom model taking account of the boundary conditions; these equations are expanded to infinite series by use of Mittag-Leffler's theorem. One of the ordinary methods of designing an acoustic apparatus is to use the equivalent circuit. But in the case presented here, it is more convenient to use the equivalent mechanism which is expressed in terms of simple vibrating systems. To describe such mechanism, two types of simple mass-spring systems, those with resonant and anti-resonant vibrating elements, and additional mechanisms are considered. These expressions enable us to obtain the approximate impact force more easily than by other methods. Impact forces calculated by use of these expressions and while neglecting higher order vibrations show good correlation with those measured experimentally.

Key words: impact force, print hammer, impact printer, equivalent mechanism

1. 緒 言

インパクト式プリンタは、ノンインパクト式のものと比較し、一般に低速で動作音大きい。しかし、安価で印字品質も良く、保守や取扱いが容易なため、今後も多数利用されるものと考えられる。方式上、図1(a), (b)にそれぞれ示すような活字式とドットマトリクス式に分けることができる。いずれもその印字原理からして動作中衝撃を伴う部品がある。特に印字ハンマ、印字ワイヤの駆動レバーなどは、衝撃力の大きさと作用時間、および残留振動が、印字品質と部品の強度に影響を及ぼす。従来は印字動作にかかわる各部品は剛体として設計されたが、印刷速度の向上とともに軽量化され、これらの部品を振動体として扱う必要性がでてきた。

振動体の衝突において、振動体を単純な機械要素からなるモデルに置換して考察することがよく行われるが⁽¹⁾⁽²⁾、多くの場合、仮定によって

モデルを構成し定数を実験的に与えている。また、音響機器、機械共振子等の解析において等価回路が示されることが多いが、単純な機械要素からなる等価構造が示された例はない。

本研究は、印字部品で比較的多い回転支持形である図1のハンマについて基本形状を設定し、その等価機構と印字衝撃力を求めたものである。また、図2に示す従来の解析モデルの物理的意味と各定数の与え方、および実際のハンマについての数値計算結果と実測結果の比較についても述べている。

Fig. 1 Schematic diagrams of typical printing mechanisms

* 原稿受付 昭和59年9月1日、昭和49年度精機学会秋季大会学術講演会(昭和49年10月20日)にて発表

** 正 会 員 日本電信電話(株)横須賀電気通信研究所(横須賀市武1-2356)

Fig. 2 Conventional model

Fig. 3 Fundamental structure and coordinates of hammer

2. 等価表現と衝撃力

2.1 基本形状と駆動点アドミタンス

速度特性 $v_{10}(t)$ の振動体が、静止している別の振動体に時刻 $t=0$ で、スティフネス S_0 を介して衝突するとき、各振動体の接触点における駆動点アドミタンスをそれぞれ Y_1, Y_2 とすれば衝撃力 f はラプラス変換式で

$$\bar{f}(s) = \frac{\bar{v}_{10}(s)}{\sum_{n=0}^2 Y_n(s)} \quad (1)$$

と与えられる³⁾。ただし $Y_0(s) = s/S_0$ である。プリンタの印字部において、用紙とインクリボン線形スティフネス S_0 、活字体を剛体 ($Y_2=0$) とみなし、 $v_{10}(t)$ と Y_1 を定めれば式 (1) によって印字の衝撃力を求めることができる。

ハンマの基本形状を図 3 のように、先端に集中質量、回転支持部に剛体を持つはりと考える。まず、このはりの自由端に集中駆動力 $f_a = f_0 e^{j\omega t}$ (f_0 : 定数) が作用するときの変位を求める。はりの回転慣性とせん断変形を無視し、' を変位微分、° を時間微分とすれば方程式は

$$\bar{y}''''(x, s) - \beta^4 \bar{y}(x, s) = 0 \quad (0 < x < l) \quad (2)$$

また、はりの両端における境界条件はそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} \bar{y}(0, s) - R\bar{y}'(0, s) &= 0 \\ Js^2\bar{y}(0, s) + R^2B\bar{y}''(0, s) - RB\bar{y}''(0, s) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{y}''(l, s) &= 0 \\ Ms^2\bar{y}(l, s) - B\bar{y}'''(l, s) &= \bar{f}_a(s) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

である。ただし、 x : 軸方向座標、 y : 変位、 $\beta^4 = -\rho a s^2 / B$ 、 ρ : はりの密度、 a : 断面積、 $B = EI$ 、 E : 縦弾性係数、 I : 断面二次モーメント、 R : 剛体の回転軸中心からはりの原点までの距離である。上式を解いて次式を得る。

$$\bar{y}(x, s) = \frac{\bar{g}_a(x, s) \cdot \bar{f}_a(s)}{-B\beta^3 \left\{ \bar{g}_b(l, s) + \frac{MB}{\rho a} \bar{g}_a(l, s) \right\}} \quad (5)$$

ただし

$$\left. \begin{aligned} \bar{g}_a(x, s) &= \frac{J\beta^3}{2\rho a} \{ (\text{SH}.* - \text{S}.*)(\text{C} + \text{CH}.) \\ &\quad + (\text{C}.* - \text{CH}.*)(\text{S} + \text{SH}.) \\ &\quad + (\text{SH}.*\text{S} + \text{SH}.*\text{S}.) \\ &\quad + R\beta(\text{CH}.*\text{S} + \text{CH}.*\text{S}.) \\ &\quad + \text{SH}.*\text{C} + \text{SH}.*\text{C}.) \\ &\quad + R^2\beta^2(\text{CH}.*\text{C} + \text{CH}.*\text{C}.) \} \\ \bar{g}_b(l, s) &= \frac{J\beta^3}{\rho a} (1 + \text{CH}.*\text{C}.) + (\text{CH}.*\text{S}.) \\ &\quad - \text{SH}.*\text{C}.) + 2R\beta\text{SH}.*\text{S}.) \\ &\quad + R^2\beta^2(\text{CH}.*\text{S} + \text{SH}.*\text{C}.) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

また、 $\text{CH}.* = \cosh \beta x$, $\text{SH}.* = \sinh \beta x$, $\text{C}.* = \cos \beta x$, $\text{S}.* = \sin \beta x$, $\text{CH} = \cosh \beta l$, $\text{SH} = \sinh \beta l$, $\text{C} = \cos \beta l$, $\text{S} = \sin \beta l$ である。さらにはりの質量を $m (= \rho a l)$ とし、 $\lambda = \beta l$, $\mu_M = M/m$, $\mu_J = J/m(l+R)^2$, $\gamma = R/l$ なる無次元量を用い、 $x=l$ とすれば式 (5), (6) は

$$\bar{y}(l, s) = \frac{\bar{g}_a(l, s) \cdot \bar{f}_a(s)}{-B \left(\frac{\lambda}{l} \right)^3 \{ \bar{g}_b(l, s) + \mu_M \lambda \bar{g}_a(l, s) \}} \quad (5')$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{g}_a(l, s) &= \mu_J (1 + \gamma)^2 \lambda^3 (\text{SH}.*\text{C} - \text{CH}.*\text{S}.) \\ &\quad + 2\text{SH}.*\text{S} + 2\gamma \lambda (\text{CH}.*\text{S} + \text{SH}.*\text{C}.) \\ &\quad + 2\gamma^2 \lambda^2 \text{CH}.*\text{C}.) \\ \bar{g}_b(l, s) &= \mu_J (1 + \gamma)^2 \lambda^3 (1 + \text{CH}.*\text{C}.) \\ &\quad + (\text{CH}.*\text{S} - \text{SH}.*\text{C}.) + 2\gamma \lambda \text{SH}.*\text{S}.) \\ &\quad + \gamma^2 \lambda^2 (\text{CH}.*\text{S} + \text{SH}.*\text{C}.) \end{aligned} \right\} \quad (6')$$

となる。よって駆動点アドミタンス Y は、式 (5)' から

$$Y = \frac{\bar{g}_a(l, j\omega)}{j\sqrt{\rho a B} \left(\frac{\lambda}{l} \right) \{ \bar{g}_b(l, j\omega) + \mu_M \lambda \bar{g}_a(l, j\omega) \}} \quad (7)$$

である。

次に式 (7) の展開表示式を求める。振動数方程式

$$\lambda \{ \bar{g}_b(l, \lambda) + \mu_M \lambda \bar{g}_a(l, \lambda) \} = 0 \quad (8)$$

の根を λ_n ($n = \dots, -2, -1, 0, 1, 2, \dots$) とすれば式 (7) の一部は

$$\frac{\bar{g}_a(l, \lambda)}{\bar{g}_b(l, \lambda) + \mu_M \lambda \bar{g}_a(l, \lambda)} = \frac{R_0}{\lambda} + \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{4R_n \lambda^3}{\lambda^4 - \lambda_n^4} \right\} \quad (9)$$

なる関係がある⁴⁾⁵⁾。ここで R_0, R_n は極 $\lambda_0=0$, および $\pm\lambda_n, \pm j\lambda_n$ における留数で, それぞれ

$$R_0 = \lim_{\lambda \rightarrow 0} \frac{\lambda \bar{g}_a(\lambda)}{\bar{g}_b(\lambda) + \mu_M \lambda \bar{g}_a(\lambda)} = \frac{1}{\mu_M + \mu_J + \frac{1/3 + \gamma + \gamma^2}{(1 + \gamma)^2}} \quad (10)$$

$$R_n = \frac{\bar{g}_a(\lambda)}{\left[\frac{d}{d\lambda} \{ \bar{g}_b(\lambda) + \mu_M \lambda \bar{g}_a(\lambda) \} \right]_{\lambda=\lambda_n}} \quad (11)$$

である。式(7)は式(9)から, λ を ω で書きなおし

$$Y = \frac{R_0}{j\omega m} + \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{4R_n \omega}{j(\omega^2 - \omega_n^2)m} \right\} \quad (12)$$

となる。ここでさらに

$$\left. \begin{aligned} m_0 &= m/R_0, & m_n &= m/4R_n \\ S_n &= m\omega_n^2 = B\lambda_n^4/4R_n l^3 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

とおけば次式を得る。

$$Y = \frac{1}{j\omega m_0} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{j\omega m_n + S_n/j\omega} \quad (14)$$

式(14)は Y/λ を, その極について展開したが, $1/\lambda \cdot Y$ についても展開表示が可能である。ハンマの駆動点インピーダンス z は, 上述の方法と同様の手順によって次式のように表される。

$$z = j\omega m_0' + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{1/j\omega m_n' + j\omega/S_n'} \quad (15)$$

2.2 集中定数素子による等価表現

等価回路は, シミュレータなどを利用して振動系の特性を調べる場合に有用である。一方, 機械的な等価構造は, このような目的には不向きであるが, 本来対象の挙動のあらましや構造上の特徴を把握しやすい。そこで前節の駆動点インピーダンス展開表示式から, アナロジーによってこれを求める。式(14), (15)から等価回路は図4に示す2つの表現(共振形と反共振形)が

Fig. 4 Equivalent circuits of hammer

	Usual expression	Modified expression	Equivalent circuit
Resonant type			
Anti-resonant type			

Fig. 5 Expression of simple vibrating systems

可能である。ここで単一の機械振動素子の表現方法を図5のように定める。力-電圧アナロジーは, 図のように直列と並列の関係が逆になる不便があるが, 各参考文献にならい, 本アナロジーで進めることとする。

従来, 簡単な集中定数系の変換例が示されているが³⁾, これらは, 機械構造→イミタンス表示式→電気回路の手順でのみ求められていて, 直接, 機械構造→電気回路と変換する方法は示されていない。図5に示した表現方法を用い, 機械系と電気系の単一振動素子の対応を図のように定めることによって, 両方向への変換が図面上で機械的にできる。ただし, 機械系の直列構造については特別の補助機構を必要とする。すなわち, 駆動点の速度は各素子のそれを重畳合成したものであるから, これを実現する方法として加算機構と拡大機構を組み合わせて用いる。図6, 図7に上述の方法で図4から変換したハンマの等価機械構造をそれぞれ示す。図で点線部分が補助機構で, 各リンクは無質量, 無変形で, しゅう動部は摩擦抵抗が全くないものとする。以上のことから図2の従来のモデルは, 図7で $n=1$ の素子まで考えた場合に相当する。

2.3 高次項を省略した衝撃力

印字ハンマの場合, 高次振動は高調波をなさないことと用紙とリボンが介在することから, 印字衝撃力を計算するのに, 高次項を省略できることが予測される。式(1)と式(14)とから $n=N$ まで考慮した衝撃力は $v_{10}(t) = V_0$ として次のようになる。

$$\bar{f}(N, s) = \frac{V_0}{s \left\{ s/S_0 + 1/m_0 s + \sum_{n=1}^N s/m_n (s^2 + \omega_n^2) \right\}} \quad (16)$$

いま, $N=1$ として衝撃力を求める。 $\omega_{10}^2 = S_0/m_1$ として

$$\bar{f}(1, s) = \frac{S_0 V_0 (s^2 + \omega_1^2)}{s^4 + (\omega_0^2 + \omega_{10}^2 + \omega_1^2) s^2 + \omega_0^2 \omega_1^2} \quad (17)$$

となる。このときの印字部の等価機械構造を図8(a)

Fig. 6 Equivalent mechanism of hammer (Resonant type)

Fig. 7 Equivalent mechanism of hammer (Anti-resonant type)

Fig. 8 Equivalent structure of printing mechanism

に示す。式 (17) の分母を 0 と置いた根を $-\alpha^2$, $-\beta^2$ とすれば逆変換して次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} f(1, t) &= \frac{S_0 V_0}{\alpha^2 - \beta^2} \left(\frac{\alpha^2 - \omega_1^2}{\alpha} \sin \alpha t \right. \\ &\quad \left. + \frac{\omega_1^2 - \beta^2}{\beta} \sin \beta t \right) \\ \alpha^2 &= \frac{1}{2} \{ \omega_0^2 + \omega_{01}^2 + \omega_1^2 \\ &\quad + \sqrt{(\omega_0^2 + \omega_{01}^2 + \omega_1^2) - 4\omega_0^2 \omega_1^2} \} \\ \beta^2 &= \frac{1}{2} \{ \omega_0^2 + \omega_{01}^2 + \omega_1^2 \\ &\quad - \sqrt{(\omega_0^2 + \omega_{01}^2 + \omega_1^2) - 4\omega_0^2 \omega_1^2} \} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

一方、図 8 (b) の反共振形構造では、式 (1) のかわりに $\bar{f}(s) = \bar{v}_{10}(s)(z_0(s) + z_1(s) + z_2(s))$ とし、各定数に ' をつけて表すことにすると

$$\bar{f}(N, s) = \frac{V_0}{s} \left\{ \frac{S_0}{s} + m'_0 s + \sum_{n=1}^N \frac{S'_n s}{s^2 + \omega_n'^2} \right\} \quad (19)$$

$$\bar{f}(1, s) = \frac{S_0 V_0 (s^2 + \omega_{01}'^2 + \omega_1'^2)}{s^4 + (\omega_0'^2 + \omega_{01}'^2 + \omega_1'^2) s^2 + \omega_0'^2 \omega_1'^2} \quad (20)$$

$$\left. \begin{aligned} f(1, t) &= \frac{S_0 V_0}{\alpha'^2 - \beta'^2} \left(\frac{\alpha'^2 - \omega_{01}'^2 - \omega_1'^2}{\alpha'} \sin \alpha' t \right. \\ &\quad \left. + \frac{\omega_{01}'^2 + \omega_1'^2 - \beta'^2}{\beta'} \sin \beta' t \right) \\ \alpha'^2 &= \frac{1}{2} \{ \omega_0'^2 + \omega_{01}'^2 + \omega_1'^2 \\ &\quad + \sqrt{(\omega_0'^2 + \omega_{01}'^2 + \omega_1'^2)^2 - 4\omega_0'^2 \omega_1'^2} \} \\ \beta'^2 &= \frac{1}{2} \{ \omega_0'^2 + \omega_{01}'^2 + \omega_1'^2 \\ &\quad - \sqrt{(\omega_0'^2 + \omega_{01}'^2 + \omega_1'^2)^2 - 4\omega_0'^2 \omega_1'^2} \} \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

の各式を得る。ただし、 $\omega_n'^2 = S'_n / m'_n$, $\omega_{01}'^2 = S'_1 / m'_0$ である。

式 (18) と式 (21) はともに 2 つの正弦波の重ね合わせで表されているが、これらは相等しいはずである。両モデルの駆動点アドミタンスは式 (14), (15) から

$$Y = \frac{1}{j\omega m_0} + \frac{\omega}{jm_1(\omega^2 - \omega_1^2)}$$

$$z^{-1} = \frac{\omega^2 - \omega_1'^2}{j\omega(\omega^2 - \omega_{01}'^2 - \omega_1'^2)m_0'}$$

$$= \frac{1}{j\omega(\omega_{01}'^2 + \omega_1'^2)m_0'}$$

$$+ \frac{\omega\omega_{01}'^2}{jm_0'(\omega_{01}'^2 + \omega_1'^2)(\omega^2 - \omega_{01}'^2 - \omega_1'^2)}$$

$Y = z^{-1}$ と置いて次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} m_0 &= m_0' + m_1' \\ \frac{m_1}{m_0} &= \frac{m_0'}{m_1'} \\ \omega_1^2 &= \omega_{01}'^2 + \omega_1'^2 \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Fig. 9 Coefficient of equivalent mass ($\mu_J = \gamma = 0$) Fig. 10 Coefficient of equivalent stiffness ($\mu_J = \gamma = 0$)

3. 数値計算と実験

3.1 付加質量等の影響

式 (13) などから求められる無次元量 $\mu_{0,n}$ を等価質量係数, $\kappa_{0,n}$ を等価スティフネス係数と呼ぶことにする⁴⁾.

$$\left. \begin{aligned} \mu_0 &= \frac{m_0}{m} = \frac{1}{R_0} = \mu_M + \mu_J + \frac{1/3 + \gamma + \gamma^2}{(1 + \gamma)^2} \\ \mu_n &= \frac{m_n}{m} = \frac{1}{4R_n} \\ &= \frac{1}{4} \left\{ \frac{d}{d\lambda} \left\{ \frac{\mu_M \lambda g_a(\lambda) + g_b(\lambda)}{g_a(\lambda)} \right\} \right\}_{\lambda=\lambda_n} \\ &\quad (n=1, 2, \dots) \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

$$\left. \begin{aligned} \kappa_0 &= \frac{S_0(l+R)^3}{B} \\ \kappa_n &= \frac{S_n(l+R)^3}{B} = \mu_n \lambda_n^4 (1 + \gamma)^3 \\ &\quad (n=1, 2, \dots) \end{aligned} \right\}$$

質量比 μ_M, μ_J , および長さの比 γ の値によって式 (23) がどのようになるか, n が 0~2 の場合について調べた. 計算は先端の質量と回転部の剛体の影響をそれぞれみるために, 2つの場合に分けて行った.

1) 先端質量の影響 ($\mu_J = \gamma = 0$ のとき)

先端に質量 M のみが付加されているときの計算結果を図 9, 図 10 に示す. 図のように μ_M が大きくなるほど高次の振動素子の機械インピーダンスは急激に大きくなり, ハンマは単一の質量 m_0 とみなせるようになる. 当然 $\mu_M \rightarrow \infty$ では λ_n は両端支持はりの固有値に近づく.

2) 回転部剛体の影響 ($\mu_M = 0$ のとき)

Fig. 11 Coefficient of equivalent mass ($\mu_M = 0$) Fig. 12 Coefficient of equivalent stiffness ($\mu_M = 0$)

図 11, 図 12 に計算結果を示す. μ_0 は μ_J の増加に伴い直線状に増加するのに対し, $\mu_n (n=1, 2, \dots)$ は 0.25

Fig. 13 Dimensions of the test hammers

Table 1 Values of λ_n , μ_n and κ_n

a)			
n	λ_n	μ_n	κ_n
0	0	1.329 81	0
1	2.482 11	5.643 34	$21.420 0 \times 10$
2	4.606 24	13.789 30	$62.076 7 \times 10^2$
3	7.377 27	26.709 40	$79.112 8 \times 10^3$
4	10.394 67	48.828 13	$57.005 0 \times 10^4$
5	13.480 66	79.113 93	$26.125 7 \times 10^5$
b)			
n	λ_n	μ_n	κ_n
0	0	1.126 20	0
1	2.214 64	3.027 37	72.824 58
2	4.330 40	6.022 65	$21.178 7 \times 10^2$
3	7.260 49	12.683 92	$35.246 6 \times 10^3$
4	10.332 78	23.607 18	$26.909 7 \times 10^4$
5	13.441 63	38.284 82	$12.497 8 \times 10^5$

に漸近する (λ_n は一端固定, 他端自由のよりの固有値に近づく). また, このとき $\kappa_1(1+\gamma)^{-3} \rightarrow 3.090$ となり, 片持ちよりの自由端に荷重が作用するときのステイフネス $3B/l^3$ と比較すると係数が若干大きいことがわかる.

3.2 印字衝撃力

図 13 に示すハンマの衝撃力波形をひずみゲージを用いて求め, 1 次振動モードのみ考慮した場合と 5 次のモードまで考慮した場合の数値計算結果と比較した. 計算は $N=1$ に対しては式 (18), $N=5$ に対しては式 (1) を導くところの次の積分方程式を用いた³⁾⁶⁾.

$$f(t) = S_0 v_{10} t - S_0 \int_0^t F(\tau) \left\{ \frac{t-\tau}{m_0} + \sum_{n=1}^N \frac{\sin \omega_n(t-\tau)}{m_n \omega_n} \right\} d\tau \quad (24)$$

数値計算によって求めた λ_n , μ_n および κ_n を表 1 に, 測定装置の概要を図 14 に示す. ハンマの各定数を衝撃力の計算および実験結果とともに図 15 に示す.

計算上, 用紙とリボンの等価ステイフネスの与え方が問題となるが, ここでは波形の計算精度を追求する

Fig. 14 Experimental arrangement

Fig. 15 Impact force of the test hammers

ことが目的ではないので, 簡単な方法として実測した衝撃力の最大値 $F_{\max}$ を用い, 次式で与えることにした.

$$S_0 = \frac{F_{\max}^2}{m_0 v_{10}^2} \quad (25)$$

上式は質量 m_0 が速度 v_{10} でステイフネス S_0 に衝突したときの衝撃力最大値が $F_{\max}$ であることを意味している. 用紙とインクリボンの圧縮特性については文献 7) を参照されたい.

4. 結 言

インパクト式プリンタの印字用衝撃部品の設計法を得るため, 対象として回転支持形の印字ハンマを取り上げ, その基本形状と印字衝撃力の関係を調べた. 以

下に要約する。

- (1) 質量と剛体を付加したはりを基本的形状(構造)にとらえ、打撃点の駆動点イミタンスを展開表示した式をもとに、単純な振動素子からなる等価機械構造を得た。また、従来の力学モデルが反共振形の等価構造の1次モードまで取った場合であることを示した。
- (2) この等価構造は、等価回路と比較し対象の特徴、挙動のあらましを把握しやすい。しかし等価回路のように実際に構築して特性を調べるには不向きである。ただし、デジタル計算機の利用が普及した現在では大きな問題ではなくなった。
- (3) この等価構造は変位に関するものであるから、はり先端の傾き角などに関しては、新たに導く必要がある。変位に関しては、原方程式の成立するかぎり特性を必要十分に表現している。
- (4) 実際のハンマについて $N=1$ と $N=5$ の場合

について衝撃力を計算し実測波形と比較した。その結果、高次の項を無視した2自由度系で考えてよいこと、実測波形と計算した波形とがほぼ一致することを確認した。

参考文献

- 1) 苗村 明, 貞岡佐衛, 土田勇吉: 回転形印字ハンマ機構の検討, 電子通信学会全国大会前刷, 198 (1971)。
- 2) 例えば, 遠藤 満, 高塚章郎: 粘弾性デモンストラトりのモデル化と衝撃応答, 日本機械学会論文集 (C), 48, 432 (1982) 1185。
- 3) T. Suzuki: A Method to Solve the Problems of Mechanical Impact, Tech. Rep. of Tohoku Univ., 4, 2, (1952) 68。
- 4) 早坂壽雄, 吉川昭吉郎: 音響振動論, 丸善(1974) 14~17, 194, 147。
- 5) 例えば, 岩波全書, 数学公式 II, p. 133。
- 6) 磯田和男, 大野 豊: 数値計算ハンドブック, オーム社(1971) 399。
- 7) F. W. Dauer: Impact Printing, IEEE Trans., EC-15, (1966) 794。

事務局便り

会員の増加は会勢の一つの指標です。学会運営の内容は会員数が多ければいいというものでもないという意見もありますが、やはり会員が増えることは学会にとって大切なことと思います。通説は、会員が1万人を超えると財政的にも運営の勢いもたいへん変わってくると言われ、多くの会員各位が会員増加に努力されて来ました。グラフでもおわかりのとおり5000名から6000名になるのに昭和47年から昭和57年まで10年間かかりました。今回昭和60年8月26日現在で、ついに7000名を突破しました。昭和57年から約3か年で1000名増加した

会員7000名突破

ことになります。精機学会がいかに時代の脚光を浴びているかがわかります。

7000番に入会された方(昭和60年8月26日受付)に記念品を贈呈いたします。

正会員 徳永貝祥 横河北辰電機(株) 東京都
 正会員 栗野良三 (株)三興技研 神戸市
 正会員 安藤馨一 日立マクセル(株) 京都府
 正会員 黒田英彦 日本電気(株) 川崎市
 賛助会員 ウシオ電機株式会社

会員数の推移