

전자기 성형에서의 테이퍼진 지속집중기의
자기압력에 관한 연구

최 재찬*, 조 용철**, 이 종수**, 황 운석**, 김 남환**

ABSTRACT

Electromagnetic Pulse Forming is the one of the high velocity forming method. When the electric energy which is charged in the capacitor bank is suddenly discharged into the electromagnetic coil, the high magnetic field occurs at the airgap between the electromagnetic coil and workpiece. Thus we can obtain the high electromagnetic pressure, which is proportional to the square of magnetic flux density. This is the basic principle of the electromagnetic pulse forming.

In this paper, the equivalent L-R-C circuit is derived by computing the magnetic field and its loss of the total system. Thus, the values of the magnetic flux density and pressure can be obtained from the equation of this circuit.

As a result, the computed and measured values of the maximum magnetic flux density and pressure are compared and the characteristics of the tapered field shaper are further discussed as follows;

1) The strength of magnetic flux density and pressure can be controlled by the charged energy and the size of the airgap between the inner field shaper and the workpiece.

2) During the design of the tapered field shaper, the penetration of the magnetic flux through the sharp edge should be considered.

* 부산대학교

** 국방과학연구소

NOMENCLATURE

<p>E : 전기장의 강도 H : 자기장의 강도 σ : 전기전도도 s : 표피깊이 R_s : 적분회로의 전기저항 n_s : 서치코일의 권수 e_o : 오실로스코프 상에 나타난 출력전압 r : 외부자속집중기 내부의 임의의 반경 B : 자속밀도 J : 전류밀도 μ_o : 투자율</p>	<p>n : 코일의 권수 C_s : 적분회로의 콘덴서 용량 A_s : 서치코일의 면적 r_o : 외부자속집중기의 바깥 반경</p> <p>하첨자</p> <p>1 : 코일 2 : 외부자속집중기 3 : 내부자속집중기 4 : 시편</p>
---	---

1. 서 론

전자기 성형법(Electromagnetic Pulse Forming)은 고 에너지 속도 가공법중의 한가지 방법으로써, 콘덴서에 고압의 대 전하를 충전시켜, 이것을 순간적으로 성형코일에 방전할 경우, 성형코일에 충격전류가 흐르게 되고, 이 충격전류는 강자계를 만들어 자속밀도의 제공에 비례하는 자력으로 금속을 가공한다. ⁽¹⁾ 그리고 이 성형법은 1960년경 미국에서 실용화되어, 1965년경 부터 성형법에 관한 기초적인 연구가 시작되었다. 가공해석에 관한 해석적인 취급은 영국의 Johnson을 중심으로 한 연구진에 의해 전자력 성형의 성형기구를 전기적인 등가회로로 모델링한 것이 최초이다. ⁽²⁾ 그후 이를 바탕으로 일본의 Hideaki Negish, Hideo Suzuki등 ^{(1)~(3)}과 독일의 Dietz, Lippman, Schenk등 ^{(4)~(6)}과 여러 학자들에 의해 성형원리 및 가공물의 변형에 관한 연구가 활발하게 진행되고 있다.

실제의 전자기 성형법에 있어서 가장 큰 문제점은 자속밀도를 강하게 하는 것과 성형시 코일에 미치는 반발력을 최소화하는 것으로, 이러한 문제점을 해결하기 위하여 사용하는 것이 자속집중기(Field Shaper)이다. 따라서 전자기 성형에서 자속집중기를 사용하여 가공하면, 자력선의 형태는 자속집중기의 내

면의 형상에 따라 변하기 때문에 원하는 장소에 국부적으로 강한 자기력을 얻을 수 있고 성형코일보다 제작이 용이하고 제작비용도 작아 자속집중기를 사용하지 않는 경우보다 경제적인 장점이 있다. ⁽⁷⁾ 그러나 자속집중기를 사용하여 가공하면 자속집중기의 슬릿(Slit)면에서 자속밀도의 불균일로 인하여 가공후 시편에 주름이 발생하는 경우가 있다. ⁽⁸⁾

축관 성형인 경우 자속집중기는 보통 성형코일 내에서 성형코일을 고정하기 위한 고정 자속집중기(또는 외부 자속집중기)와 고정 자속집중기 내에서 성형에 직접적으로 영향을 주는 교환가능한 자속집중기(또는 내부 자속집중기)로 분류된다. ⁽⁹⁾

그리고 자속집중기를 설치한 경우, 코일에 흐르는 충격전류는 전자기 유도법칙에 의해 자속집중기의 외벽에 유도전류를 흐르게 하고, 이 유도전류는 자속집중기의 슬릿을 통하여 자속집중기의 내부로 흐르게 되어 자속집중기와 가공물 사이에서 강자계를 발생시켜 금속을 가공한다. 그리고 자속집중기에 슬릿이 없다고 가정하면, 유도전류는 자속집중기의 외벽면에서 급속하게 사라지게 되어 금속을 가공할 수 없게 된다. ⁽⁴⁾

그러나 자속집중기에 관한 연구결과는 실험을 기

초로 한 논문^{(3), (6), (7), (8)}을 제외하고는 거의 없다.

따라서 본 논문에서는 자속집중기의 효과적인 설계를 위하여, 테이퍼 형상의 자속집중기 모델에 있어서 슬릿면의 자기장을 분할하고 전체 시스템의 자기장에너지 및 손실에너지를 계산함으로써 등가회로 모델에서의 등가 인덕턴스 및 등가 저항을 유도하였다. 또한, 이로부터 내부 자속집중기 내부의 최대 자속밀도와 최대 자기입력 분포를 구할 수 있음을 보이고, 이를 측정치와 비교하여 그 문제점을 검토하였다.

2. 이론해석

Fig. 1에 표시한 것과 같은 배치에서 성형코일에 정현파 전류 $I_0 \sin(\omega t)$ 가 흐른다고 가정하면, 코일과 외부 자속집중기 사이의 공간 δ_o'' 에서는 $B_0 \sin(\omega t)$ 라는 자속밀도가 생성된다.⁽⁴⁾ 그리고 코일 벽면과 외부 자속집중기의 외벽면에서의 자속밀도와 전류밀도는 식(2-1)와 식(2-2)와 같이 주어진다.⁽⁴⁾⁽⁵⁾

$$B(\epsilon, t) = B_0 \exp[-\epsilon/s] \sin(\omega t - \epsilon/s) \dots\dots\dots (2-1)$$

$$J(\epsilon, t) = \frac{\sqrt{2}}{\mu_0 s} B_0 \exp[-\epsilon/s] \sin(\omega t - \epsilon/s - \pi/4) \dots\dots\dots (2-2)$$

2-1 자기장 에너지와 등가 인덕턴스

2-1-1 자속밀도 B_1 과 자기장 에너지 $(W)f_1$

Fig. 1의 외부 자속집중기의 내벽과 내부 자속집중기의 외벽 사이의 공간 δ_o' 에서의 자속밀도를 B_1 이라고 하면, 외부 자속집중기에는 어떠한 전원도 존재하지 않기 때문에 다음과 같은 조건을 만족해야 된다.⁽⁴⁾

$$\oint B ds = B_1 l_0 - B_0 \sin(\omega t) l_0 = 0 \dots\dots\dots (2-3)$$

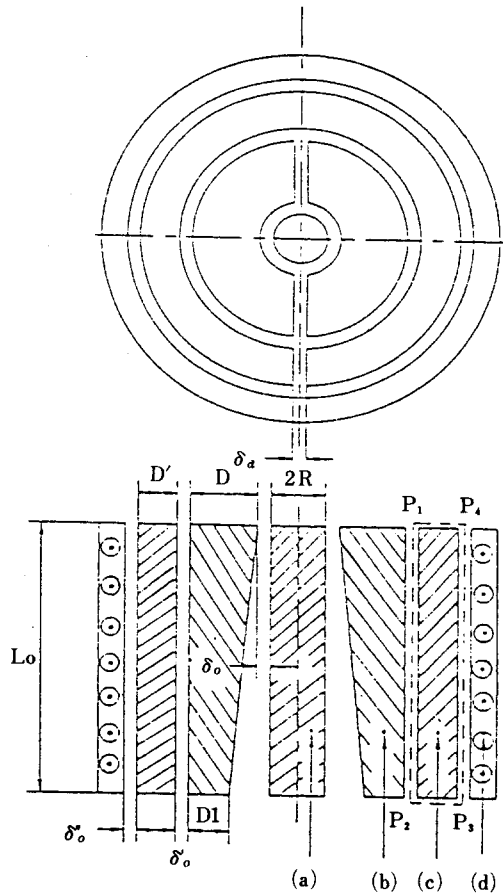


Fig. 1 Cross Section of the Coil, Outer Field Shaper, Inner Field Shaper & Aluminum Bar
(a) Aluminum Bar (b) Inner Field Shaper (c) Outer Field Shaper (d) Coil

이 조건으로부터 자속밀도 B_1 은 $B_0 \sin(\omega t)$ 가 된다. 따라서 외부 자속집중기의 내벽면과 내부 자속집중기의 외벽면에서의 자속밀도와 전류밀도도 식(2-1)와 식(2-2)로 주어진다.⁽⁴⁾ 그리고 공간 δ_o' 와 공간 δ_o'' 에서의 자속밀도가 $B_0 \sin(\omega t)$ 로써 같기 때문에 외부 자속집중기의 슬릿 벽면에서의 자속밀도와 전류밀도도 식(2-1)와 식(2-2)로 주어진다. 따라서 코일과 외부 자속집중기와 내부 자속집중

기 사이의 각 공간과 각 벽면에서 $\omega t = \pi/2$ 일때 자기장 에너지를 $(W)f_1$ 이라고 하면, $(W)f_1$ 은 다음과 같다. ⁽⁵⁾

$$(W) f_1 = \frac{B_0^2}{2\mu_0} 2\pi \log \left[\delta_0'' (R+D+D') + \delta_0' \right. \\ \left. (R+D) + \delta_a \frac{D'}{2\pi} + \frac{3}{8} \{ (s_1+s_2) (R+D+D') \right. \\ \left. + (S_2+s_3) (R+D) + s_2 \frac{D'}{\pi} \} \right] \dots \dots \dots (2-4)$$

2-1-2 자속밀도 $B(\ell)$ 과 자기장 에너지 $(W)f_2$
 Fig. 2에서 내부 자속집중기의 내벽과 알루미늄 봉 사이의 자속밀도는 축방향의 길이에 따라서 내부 자속집중기와 알루미늄 봉 사이의 공간의 단면적이 변화하기 때문에 길이 방향으로 자속밀도가 변한다는 것을 알 수 있다. 따라서 내부 자속집중기와 알루미늄 봉 사이의 임의의 단면에서의 자속밀도를 구하

기 위하여 $\omega t = \pi/2$ 일때 높이가 ℓ 인 임의의 위치에서의 자속밀도를 $B(\ell)$ 이라고 하면, 자속밀도 $B(\ell)$ 은 다음의 세가지 조건을 만족한다고 가정한다.

- 1) 자속집중기와 봉으로 이루어진 원통축에 수직인 각 단면을 통해 임의의 단면을 흐르는 자속 Φ 는 항상 일정하다.
- 2) 자속집중기와 봉으로 이루어진 원통축에 수직인 각 단면에서의 자속밀도가 반경방향으로 변화가 없다.
- 3) 내부 자속집중기에는 어떠한 전원도 존재하지 않기 때문에 자속밀도를 Fig. 2와 같이 경로 Q_1, Q_2, Q_3, Q_4 에 관해서 선적분하면 0이다.

그리고 자속밀도 $B(\ell)$ 을 구하기 위하여 내부 자속집중기와 알루미늄 봉 사이의 공간에 대해 다음과 같은 치수를 도입한다.

$$R_0' = \delta_0 + \frac{3}{8} (s_3 + s_4); R' = R + \delta_0 + \frac{3}{8} s_3; R_0 = D - D_1 \dots \dots \dots (2-5)$$

그리고 내부 자속집중기와 알루미늄 봉 사이의 임의의 높이 ℓ 에서 이루는 도넛형의 단면적을 $A(\ell)$ 이라고 하면, 단면적 $A(\ell)$ 은 다음과 같다.

$$A(\ell) = \pi R_0'^2 \left(\frac{\ell_0 - \ell}{\ell_0} \right)^2 + 2R'R_0 \left(\frac{\ell_0 - \ell}{\ell_0} \right) + R_0' (2R' - R_0') \dots \dots \dots (2-6)$$

그리고 자속 $\Phi(\ell)$ 은 다음과 같다.

$$\Phi(\ell) = A(\ell) B(\ell) \dots \dots \dots (2-7)$$

또한 높이가 ℓ_0 인 점에서의 면적을 $A(\ell_0)$ 라고 하면 다음과 같다.

$$A(\ell_0) = \pi R_0' (2R' - R_0') \dots \dots \dots (2-8)$$

자속 $\Phi(\ell_0)$ 는 다음과 같다.

$$\Phi(\ell_0) = A(\ell_0) B(\ell_0) \dots \dots \dots (2-9)$$

그리고 식 (2-7) 와 식 (2-9) 로 부터 앞에서 말한 조건 1) 을 사용하여 자속밀도 $B(\ell)$ 을 구하면 다음과 같다.

$$B(\ell) = \frac{A(\ell_0)}{A(\ell)} \cdot B(\ell_0)$$

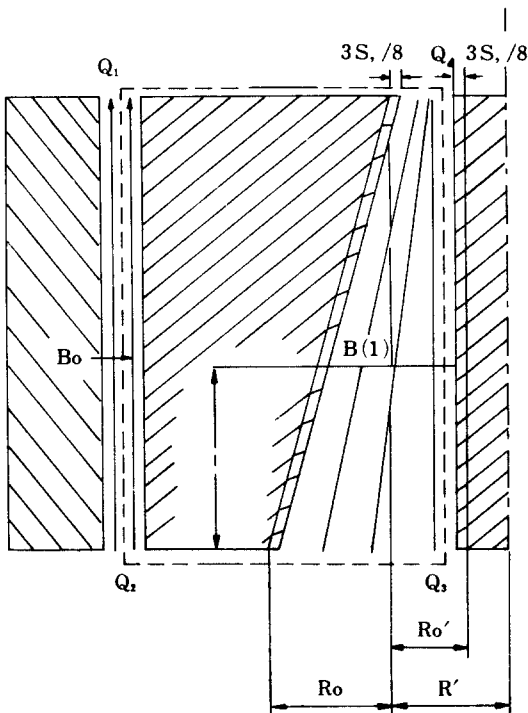


Fig. 2 Distribution of Magnetic Flux Density between Inner Field Shaper and Aluminum Bar

$$= \frac{R_o'(2R'-R_o') B(l_o)}{R_o^2(\frac{l_o-l}{l_o})^2 + 2R'R_o(\frac{l_o-l}{l_o}) + R_o'(2R'-R_o')} \dots\dots\dots (2-10)$$

또 앞에서 말한 조건 2)로부터 다음 식을 얻을 수 있다.

$$\int B dl = B_o l_o - \int B(l) dl = 0 \dots\dots\dots (2-11)$$

따라서 식(2-10)과 식(2-11)로부터 자속밀도 B(l)는 다음과 같이 표현된다.

$$B(l) = \frac{B_o}{R_o'(2R'-R_o')} K \dots\dots\dots (2-12)$$

단, $K = \frac{1}{2R_o(R'-R_o')} \ln \left[\frac{(R_o+R_o')(2R'-R_o')}{R_o'(R_o+2R'-R_o')} \right]$

따라서 내부 자속집중기의 내벽면과 알루미늄 봉 사이의 공간에서의 자기장 에너지를 (W) f₂라고 하면, (W) f₂는 다음과 같다.

$$(W) f_2 = \int \frac{B(l)^2}{2\mu_o} A(l) dl = \frac{B_o^2}{2\mu_o} \frac{\pi l_o}{K} \dots\dots\dots (2-13)$$

2-1-3 자기장 에너지 (W) f_s

자기집중기의 내면에서의 자속밀도는 자속집중기의 슬릿을 통과하는 전류에 의하여 발생된다. 따라서 Fig.1과 같은 배치에 있어서 내부 자속집중기와 알루미늄 봉 사이의 임의의 높이 l에서의 자속밀도는 내부 자속집중기의 슬릿면을 통하여 B_o로부터 B(l)로 변화하기 때문에 자속집중기의 슬릿면에서의 자속밀도를 Fig.3과 같이 선형적으로 변한다고 가정한다.

따라서 이와같은 자장분할을 통하여 내부 자속집중기의 슬릿면에서의 자기장 에너지를 (W) f_s라 하면, (W) f_s는 다음 식으로 표현된다.

$$(W) f_s = \frac{B_o^2}{2\mu_o} l_o (\delta_a + \frac{3}{4} s_3) \left[\frac{7}{36} (D+D_1) + \frac{2}{9} \frac{X_1}{K} + \frac{7}{18} \frac{X_2}{K^2} \right] \dots\dots\dots (2-14)$$

단, $X_1 = \frac{1}{2R_o^2}$

$$\left[2R_o (D R_o + R' (D-D_2)) K - (D-D_2) \ln \left[\frac{R_o (R_o + 2R') + R_o' (2R' - R_o')}{R_o' (2R' - R_o')} \right] \right]$$

$$X_2 = \frac{1}{2R_o (R' - R_o')^2} \left[\frac{D R'}{R_o' (2R' - R_o')} + \frac{D_1 (R' + R_o)}{R_o (R_o + 2R') + R_o' (2R' - R_o')} + (R_o D + R' (D - D_1)) K \right]$$

2-1-4 전체 자기장 에너지와 등가 인덕턴스

Fig.1과같은 배치에서 ωt=0에서 ωt=π/2까지의 전체 자기장 에너지 (W) f-tot는 내부 자속집중기의 슬릿이 두개이므로 (W) f₁ + (W) f₂ + 2(W) f_s로 주어진다. 따라서 식(2-4), 식(2-13), 식(2-14)로부터 (W) f-tot는 다음과 같다.

$$(W) f-tot = \frac{B_o^2}{2\mu_o} 2\pi l_o (P_s + P_c) \dots\dots\dots (2-15)$$

단, $P_s = (\delta_o'' + \frac{3}{8} (s_1 + s_2)) (R + D + D')$

$+ (\delta_o' + \frac{3}{8} (s_2 + s_3)) (+D) +$

$\delta_a \frac{D'}{2\pi} \frac{3}{4} \frac{D's_2}{2\pi}$

$P_c = \frac{1}{2k} + \frac{2}{\pi} (\delta_a + \frac{3}{4} s_3)$

$$\left[\frac{7}{36} (D+D_1) + \frac{2}{9} \frac{X_1}{K} + \frac{7}{18} \frac{X_2}{K^2} \right]$$

그리고 정현파 전류 $I_0 \sin(\omega t)$ 가 흐를 때 $\omega t = 0$ 에서 $\omega t = \pi/2$ 까지의 자기장 에너지는 다음과 같은 적분식으로 부터 얻을 수 있다. ^{(4),(10),(11)}

$$(W) f\text{-tot} = \int_0^{\pi/2\omega} L i \frac{di}{dt} dt = \frac{1}{2} L I_0^2 \dots\dots\dots (2-16)$$

따라서 식 (2-15)와 식 (2-16)으로 부터 등가 인덕턴스 L 은 다음과 같다.

$$L = \mu_0 \frac{n^2}{l_0} 2 \pi (P_s + P_c) \dots\dots\dots (2-17)$$

2-2 손실 에너지와 등가 저항

2-2-1 손실 에너지 (W) j_1

이 장에서는 $\omega t = 0$ 에서 $\omega t = \pi/2$ 까지의 전체 손실 에너지를 계산하여 이 에너지로 부터 등가저항 R 을 계산한다. 코일전류가 $I_0 \sin(\omega t)$ 라는 가정에서 유도된 전류 밀도식 식 (2-2)로 부터 코일 벽면에서의 단위면적 ($dA = 2 \pi(R + D + D')$) 당의 손실전력 P_j 를 계산하면 다음과 같다. ^{(4),(5)}

$$P_j = \int \frac{1}{\sigma} J^2 d\epsilon = \frac{B_0^2}{2 \mu_0} \frac{1}{\mu_0 \sigma_1 s_1} \left[1 + \frac{1}{2} \sin(2 \omega t - \pi/4) \right] \dots\dots\dots (2-18)$$

그리고 식으로 부터 $\omega t = 0$ 에서 $\omega t = \pi/2$ 까지의 단위면적당의 손실 에너지 (ω) j -coil을 구하면 다음과 같다.

$$(W) j\text{-coil} = \int_0^{\pi/2\omega} P_j dt = \frac{B_0^2}{2 \mu_0} \frac{1}{\mu_0 \sigma_1 s_1} \frac{\pi+1}{2 \omega} \dots\dots\dots (2-19)$$

그리고 코일의 내벽면에서의 전체 손실에너지는 다음과 같다. ⁽⁴⁾

$$(W) j\text{-coil} = \int (w) \cdot dA = \frac{B_0^2}{2 \mu_0} \frac{1}{\mu_0 \sigma_1 s_1} \frac{\pi+1}{2 \omega} 2 \pi (R + D + D') l_0 \dots\dots\dots (2-20)$$

따라서 코일의 내벽면과 외부 자속집중기. 그리고 내부 자속집중기의 외벽면에서의 손실에너지를 (W) j_1 이라고 하면, (W) j_1 는 앞에서와 같은 방법으로 계산하면 다음과 같은 식을 얻는다.

$$(W) j_1 = \frac{B_0^2}{2 \mu_0} \frac{2 \pi l_0}{\mu_0} \frac{(\pi+1)}{2 \omega} \left[\frac{(R+D+D')}{\sigma_1 s_1} + \frac{(2R+2D+D'+D'/\pi)}{\sigma_2 s_2} + \frac{(R+D)}{\sigma_3 s_3} \right] \dots\dots\dots (2-21)$$

2-2-2 손실 에너지 (W) j_{fi} 와 손실 에너지 (W) j_w
내부 자속집중기의 내면에서의 손실 에너지를 (W) j_{fi} 라고 하면, 코일 벽면에서의 손실 에너지를 계산할 때의 식 (2-2')과 유사하게 다음과 같이 쓸 수 있다. 이때 자속밀도는 식 (2-10)을 사용한다.

$$(W) j_{fi} = \int_0^{l_0} \frac{B(l)^2}{2 \mu_0} \frac{1}{\mu_0 s_3 \sigma_3} \frac{(\pi+1)}{2 \omega} 2 \pi \left(\frac{l_0-l}{l_0} R_0 + R' \right) \cdot dl = \frac{B_0^2}{2 \mu_0} \frac{2 \pi l_0}{\mu_0 \sigma_3 s_3} \frac{(\pi+1)}{2 \omega} \frac{Z_1}{K^2} \dots\dots\dots (2-22)$$

단, $Z_1 = \frac{1}{2R_0(R'-R_0')^2}$

$$\left[\frac{R'^2}{R_0'(2R'-R_0')} - \frac{(R_0+R')^2}{R_0(R_0+2R')+R_0'(2R'-R_0')} \right]$$

또 알루미늄 봉에서의 손실 에너지를 (W) j_w 라 하면, (W) j_w 는 앞의 경우와 유사하게 다음과 같은 식을 얻는다.

$$(W) j_w = \int_0^{l_0} \frac{B(l)^2}{2 \mu_0} \frac{1}{\mu_0 s_4 \sigma_4} \frac{(\pi+1)}{2 \omega} 2 \pi R \cdot dl$$

$$= \frac{B_0^2}{2 \mu_0} \frac{2 \pi R l_0}{\mu_0 \sigma_4 S_4} \frac{(\pi+1)}{2 \omega} \frac{Z_2}{K^2}$$

..... (2-23)

단, $Z_2 = \frac{1}{2 R_0 (R' - R_0')} \left[\frac{R'}{R_0 (2R' - R_0')} \right.$
 $\left. + R_0 K - \frac{(R_0 + R')}{R_0 (R_0 + 2R') + R_0' (2R' - R_0')} \right]$

2-2-3 손실 에너지 (W) _{js}

내부 자속집중기의 슬릿면에서의 손실 에너지를 (W) _{js}라 하면, 자기장 에너지를 구할 때와 같은 방법으로 슬릿면에서의 자속밀도가 Fig. 3과 같이

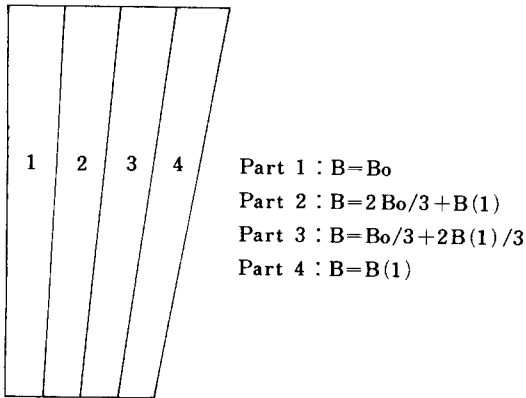


Fig. 3 Division of Magnetic Field on the Slit Plane of the Inner Field Shaper

선형적으로 변화한다고 가정하여, 식 (2-20) 과 같은 방법으로 손실 에너지 (W) _{js} 를 구하면 다음과 같다.

$$(W)_{js} = \frac{B_0^2}{2 \mu_0} \frac{2 l_0}{\mu_0 \sigma_3 S_3} \frac{(\pi+1)}{2 \omega}$$

$$\left[\frac{7}{36} (D+D_1) + \frac{2}{9} \frac{X_1}{K} + \frac{7}{18} \frac{X_2}{K^2} \right]$$

..... (2-24)

2-2-4 전체 손실 에너지와 등가 저항 R

Fig. 1과 같은 배치에서 $\omega t = 0$ 에서 $\omega t = \pi/2$

까지의 전체 손실 에너지를 (W) _{j-tot} 라고 하면, 내부 자속집중기의 슬릿이 두개이기 때문에 전체 손실 에너지 (W) _{j-tot} 는 (W) _{j1} + (W) _{j2} + 2(W) _{js} 와 같다. 따라서 (W) _{j-tot} 는 다음 식과 같다.

$$(W)_{j-tot} = \frac{B_0^2}{2 \mu_0} \frac{2 \pi l_0}{\mu_0} \frac{(\pi+1)}{2 \omega}$$

$$\left[\frac{(R+D+D')}{\sigma_1 S_1} + \frac{(2R+2D+D'+D'/\pi)}{\sigma_2 S_2} \right.$$

$$\left. + \frac{1}{\sigma_3 S_3} (R+D + \frac{Z_1}{K^2} + \frac{Z_3}{\pi}) + \frac{Z_2}{\sigma_4 S_4 K^2} \right]$$

..... (2-25)

단, $Z_3 = \left[\frac{7}{36} (D+D_2) + \frac{2}{9} \frac{X_1}{K} + \frac{7}{18} \frac{X_2}{K^2} \right]$

그리고 정현파 전류 $I \sin(\omega t)$ 가 흐를 때 $\omega t = 0$ 에서 $\omega t = \pi/2$ 까지의 손실 에너지는 다음과 같은 적분식으로 부터 얻을 수 있다. ^{(10), (11)}

$$(W)_{j-tot} = \int_0^{\pi/2} \omega R i^2 dt = \frac{1}{4} R I_0^2 \frac{\pi}{\omega}$$

..... (2-26)

따라서 식 (2-25) 와 식 (2-26) 으로 부터 등가 저항 R 은 다음과 같다.

$$R = \frac{\pi^2 2 (\pi+1)}{l_0} \left[\frac{(R+D+D')}{\sigma_1 S_1} + \frac{(2R+2D+D'+D'/\pi)}{\sigma_2 S_2} + \frac{1}{\sigma_3 S_3} \right.$$

$$\left. (R+D + \frac{Z_1}{K^2} + \frac{Z_3}{\pi}) + \frac{Z_2}{\sigma_4 S_4 K^2} \right]$$

..... (2-27)

2-3 최대 자속밀도와 최대 자기압력

위에서 유도한 등가 인덕턴스 및 등가 저항으로 Fig. 4 와 같은 R-L-C 등가회로를 구성했을 때, 다

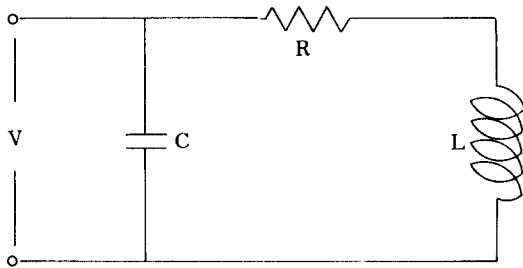


Fig. 4 L-R-C Equivalent Circuit

음과 같은 회로 방정식을 얻을 수 있다.

$$L \frac{di}{dt} + R i + C \int i dt = 0 \quad \dots\dots\dots (2-28)$$

여기서 L 과 R 은 코일에 정현파 전류가 흐른다는 가정하에서 계산한 값이지만, 이 값들은 본질적으로 기하학적 형상과 표피 효과를 통해 계산한 근사값이므로, 이 값들은 첫번째 반 주기동안의 전류의 형태에는 무관하다. 그리고 미분 방정식(2-28)은 다음과 같은 초기조건을 만족해야만 한다. 시간 $t=0$ (충전 스위치를 닫는 순간)에서의 코일에 흐르는 전류는 0 이고, 콘덴서 C 에 충전된 전압은 V 이다. 따라서 이와같은 초기 조건을 사용하여 미분방정식을 풀면, 다음과 같은 해를 갖는다.

$$i(t) = \frac{V}{\omega_1 L} \exp(-\beta t) \sin(\omega t) \quad \dots\dots\dots (2-29)$$

단, 여기서 다음과 같은 관계가 성립한다.

$$\omega_1 = \omega^2 - \beta^2; \omega^2 = 1/(LC); \beta = R/(2L)$$

그리고 첫번째 반 주기동안 최대 전류가 흐르는 시간을 tm 이라고 하면 전류식 식(2-29)를 미분함으로써 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\tan(\omega_1 tm) = \frac{\omega_1}{\beta}; tm = \frac{1}{\omega_1} \tan^{-1} \left(\frac{\omega_1}{\beta} \right) \quad \dots\dots\dots (2-30)$$

따라서 식(2-29)와 식(2-30)으로 부터 최대 전류는 다음과 같다.

$$(i)_{max} = \frac{V}{\omega_1 L} \exp(-\beta tm)$$

$$\sin(\omega_1 tm) = V \sqrt{\frac{C}{L}} \exp(-\beta tm) \quad \dots\dots\dots (2-31)$$

그리고 식(2-29)로 부터 내부 자속집중기와 알루미늄 봉 사이의 임의의 높이 l 에서의 자속밀도 $B(l, t)$ 는 다음과 같다.

$$B(l, t) = \mu_0 \frac{n}{l_0}$$

$$\frac{i(t)}{\left[R_o^2 \left(\frac{l_o - l}{l_o} \right)^2 + 2R'R_o \left(\frac{l_o - l}{l_o} \right) + R_o' (2R' - R_o') \right] K} \quad \dots\dots\dots (2-32)$$

따라서 임의의 높이 l 에서의 최대 자속밀도는 다음과 같다.

$$B(l, t_{max}) = \mu_0 \frac{n}{l_0}$$

$$\frac{i(t_{max})}{\left[R_o^2 \left(\frac{l_o - l}{l_o} \right)^2 + 2R'R_o \left(\frac{l_o - l}{l_o} \right) + R_o' (2R' - R_o') \right] K} \quad \dots\dots\dots (2-33)$$

그리고 자기압력은 $P(l, t) = B(l, t)^2 / 2 \mu_0$ 이므로 최대 자기압력은 다음과 같다.

$$P(l, t_{max}) = \frac{B(l, t_{max})^2}{2 \mu_0} \quad \dots\dots\dots (2-34)$$

3. 실험

3-1 실험장치

자속집중기의 자기장 발생을 위한 전자기 성형장치로는 콘덴서 충전방식인 미국 Maxwell Co. 의 8kJ 용량의 전자기 성형장치(Model : Magneform 7100)를 이용하였으며 그 외관울 Fig. 5에 나타내었다. 성형코일(Working Coil; Fig. 1의 (c), (d)에 해당)은 범용 4" 축관코일을 사용하였는데, 외부

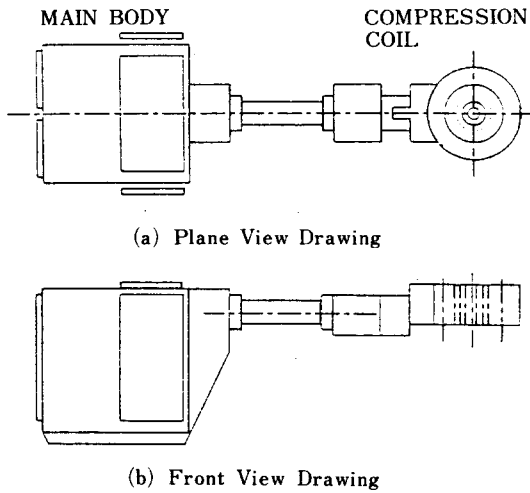


Fig. 5 Schematic Diagram of Electromagnetic Forming Instrument

Table.1 Specification of Compression Coil, Outer Field Shaper Inner Field Shaper and Aluminum Bar

Material	Item	Symbol	Unit	Specification
Compressial Coil (Copper)	Inner Radius			74.85
	Height	l_0		100
	Turns	n		10
	Conductivity		$1/\Omega$	6.17×10^7
Outer Field Shaper (Copper)	Inner Radius			51.8
	Height	l_0		100
	Width	D'		21.05
	Slit Width	δ_s		1
	No. of Slit			1
Inner Field Shaper (Aluminum)	Conductivity		$1/\Omega$	6.17×10^7
	Outer Radius	l_0		50.8
	Height	D		100
	Width(Upper Part)	D_1		43.8
	Width(Lower Part)	δ_s		21.9
	Slit Width			1
Aluminum Bar (Aluminum)	No. of Slit			2
	Conductivity		$1/\Omega$	3.82×10^7
	Outer Radius	R		4.75
Aluminum Bar (Aluminum)	Length	l_0		100
	Conductivity		$1/\Omega$	3.82×10^7

자속집중기(Fig. 1의 (c))가 솔레노이드 동관 (Fig. 1의 (d))의 바로 안쪽에 부착되어 있으며, 코일과 외부 자속집중기의 제원을 Table. 1에 표시하였다. 그 밖의 성형장치와 성형코일의 개괄, 성형원리 및 상세한 제원은 전보¹²⁾와 같다. 테이퍼 형상의 내부 자속집중기(Fig. 1의 (b))는 순 알루미늄으로 제작하였으며 그 제원을 Table. 1에 나타내었다.

그리고 자속밀도 측정을 위한 축관성형 실험시의 재료로는 튜브대신 직경이 9.5mm, 길이 100mm의 알루미늄 봉(Fig. 1의 (a))을 사용하였다. 이는 본 실험의 목적이 축관성형시의 재료의 변형을 고찰하는 것이 아니고, 변형압력을 집중시킬 수 있는 자속집중기의 효과를 자속밀도의 측정을 통하여 분석하고자 함에 있기 때문에, 튜브대신에 같은 치수의 봉을 사용함으로써 시편의 재사용이 가능하고 측정시 서치코일의 진동을 감소시키는 효과가 있다.

자속밀도의 측정을 위하여 Fig. 6과 같이 직경 3mm

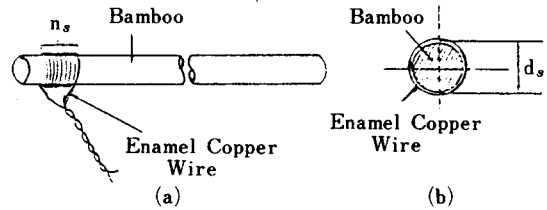


Fig. 6 Schematic Diagram of Search Coil

의 축봉에 직경이 0.05mm인 에나멜동선을 감아서 서치코일(Search Coil)을 제작하였으며, 이를 R-C적분회로를 통하여 오실로스코프에서 출력 파형을 측정하도록 하였다. 그리고 서치코일과 R-C적분회로의 제원을 Table. 2와 Table. 3에 표시하였다.

Table. 2 Specification of the Search Coil

Item	Symbol	Unit	Specification
Dia. of the Core			3
Dia. of the Enamel copper wire			0.05
Dia. of Search Coil	d_s		3.05
Area of Search Coil	A_s	'	7.3062
Turns of the Search Coil	D_s		30

Table.3 Specification of the R-C Integrating Circuit

Item	Symbol	Unit	Specification
Resistance	R_s	K Ω	100
Capacitance	C_s	μ F	0.1

3-2 실험방법

내부 자속집중기와 알루미늄 봉 사이의 임의의 단면에서 발생하는 최대 자속밀도와 최대 자기압력의 분포를 측정하여 계산치와 비교하기 위하여, Fig. 7 과 같이 12개의 측정위치를 설정하여, Fig. 8과 같이 내부 자속집중기와 알루미늄 봉 사이에 서치코일을 설치한 후 서치코일의 양끝을 R-C 적분회로에 연결하고 이 적분회로를 통과하여 오실로스코프 상에 나타난 서치코일의 유도전류의 전압 파형을 측정했다.

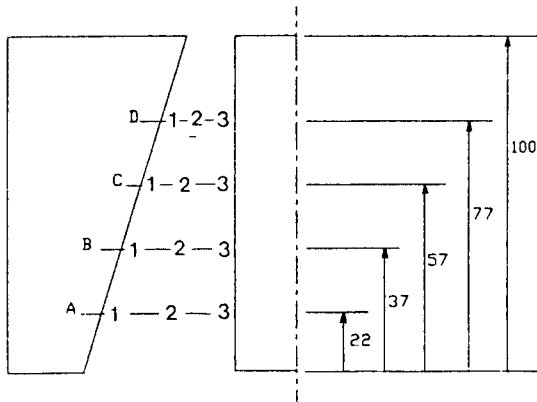


Fig. 7 Point of Measurement between the Inner Field Shaper and Aluminum Bar

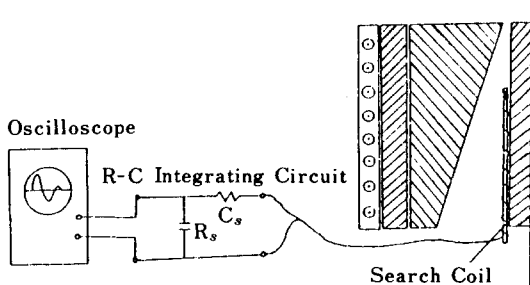


Fig. 8 The Method of Measurement

이때 성형기의 충전에너지 (ϵ)는 1kJ과 2kJ로 하였다. 이와같이 측정된 전압으로 부터 자속밀도의 실험값은 다음과 같이 계산한다.

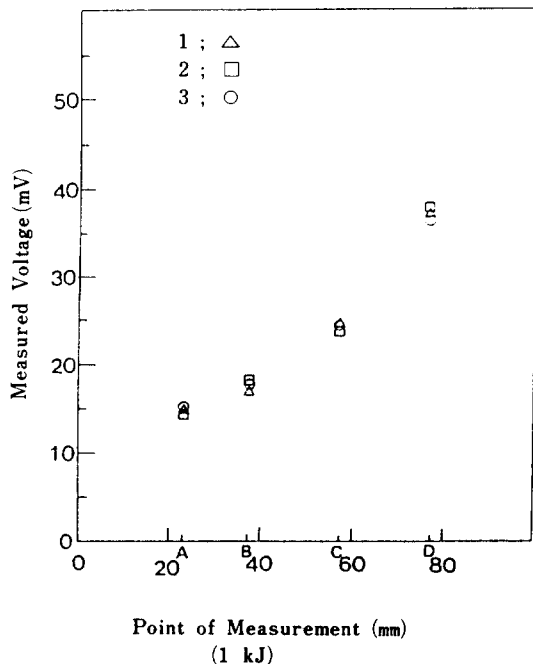
$$B_s = \frac{R_s C_s}{n_s A_s} e_o \quad \dots\dots\dots (3-1)$$

또 자기압력에 관한 실험값은 다음과 같이 계산한다

$$P = \frac{B_s^2}{2 \mu_o} \quad \dots\dots\dots (3-2)$$

4. 결과 및 고찰

Fig. 9의 (a)와 (b)는 충전에너지 ϵ 가 각각 1kJ과 2kJ일 때 Fig. 7과 같은 각 측정위치에서 오실로스코프 상에 측정된 전압을 나타낸 것이다. 그리고 Fig. 10의 (a)와 (b)는 이 측정전압으로 각 측정위치에서 식(3-1)에 의해 계산된 최대 자속밀도의 분포를 나타낸 것이다. Fig. 9와 Fig. 10의 1, 2kJ의 경우 모두에서 A에서 D로 갈수록, 즉 내부 자속집중기와 알루미늄 봉 사이의 공간이 감소함에 따라 측정



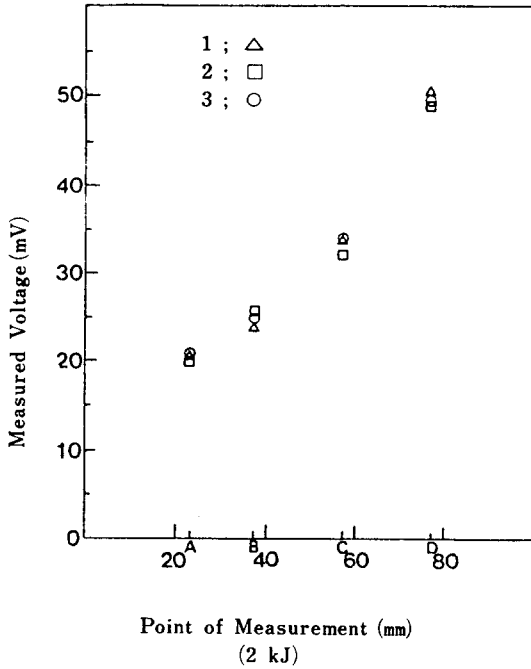


Fig. 9 Distribution of Measured Voltage

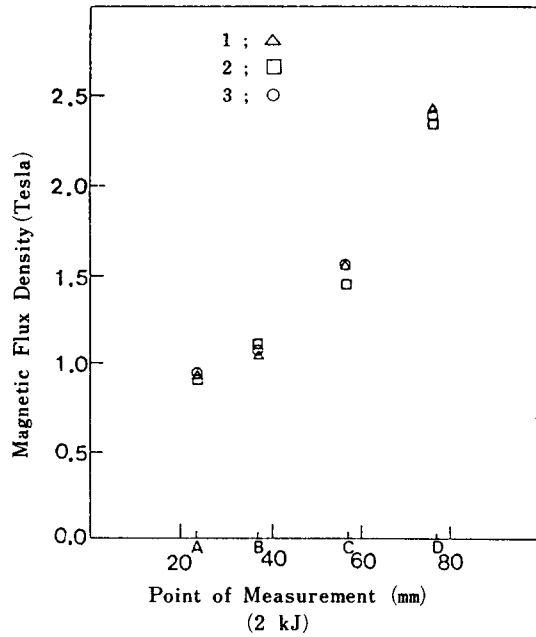
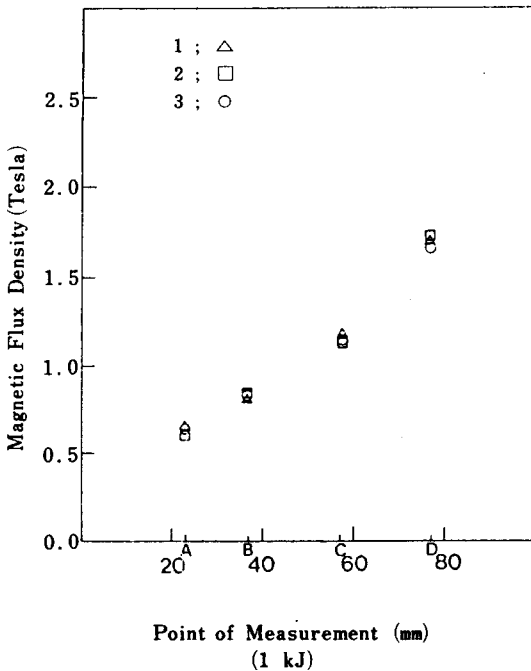


Fig. 10 Distribution of Magnetic Flux Density on the Measuring Point



된 자속밀도는 증가하였으며, 이는 예측한 대로 자속 집중기의 상부로 갈수록 자기압력이 집중됨을 보이고 있다. 또한 같은 단면에서의 자속밀도는 반경방향에 관계없이 거의 일정한 크기가 얻어졌으며, 이는 2-1-2항에서의 가정 (2)가 타당함을 나타낸다.

Fig. 11은 각 측정점에서 측정된 자속밀도를 각 단면에서 산술평균에 의해 계산한 평균 최대 자속밀도와 이론적으로 구한 최대 자속밀도를 비교한 것이다. 이 그림에서 알 수 있듯이 충전 에너지가 1kJ과 2kJ일 때 똑같이 내부 자속집중기와 알루미늄 봉 사이의 공간이 큰 곳에서는 최대 자속밀도의 분포가 잘 일치하고 있으나, 공간이 작아질수록 그 차이가 점점 크게 발생하여, 측정위치중 내부 자속집중기와 알루미늄 봉 사이의 공간이 제일 작은 곳에서 계산치가 실험치의 약 1.7배 정도 크게 나타났다. 그리고 충전 에너지가 2kJ인 경우의 최대 자속밀도의 분포가 1kJ인 경우보다 실험치와 계산치에 있어서 똑같이 약 1.4배 정도 크게 나타났으며, 이는 $B_{ag}^{0.5}$ 의 관계와 잘 일치하고 있다.

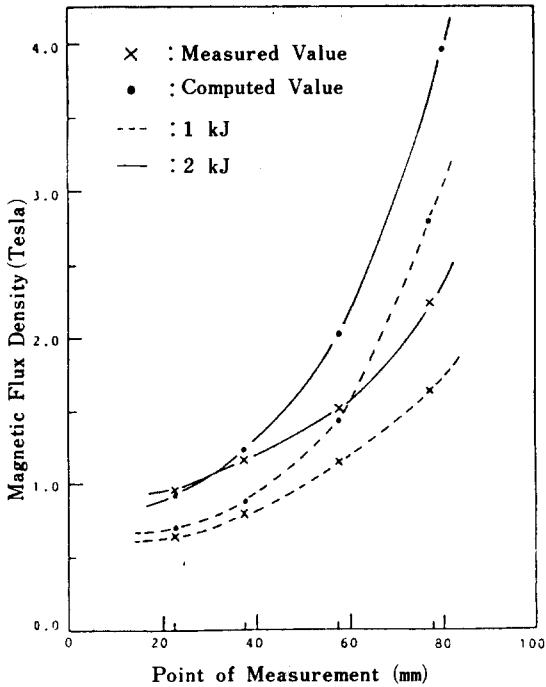


Fig. 11 Comparison of the Measured Value and Computed Value of Magnetic Flux Density

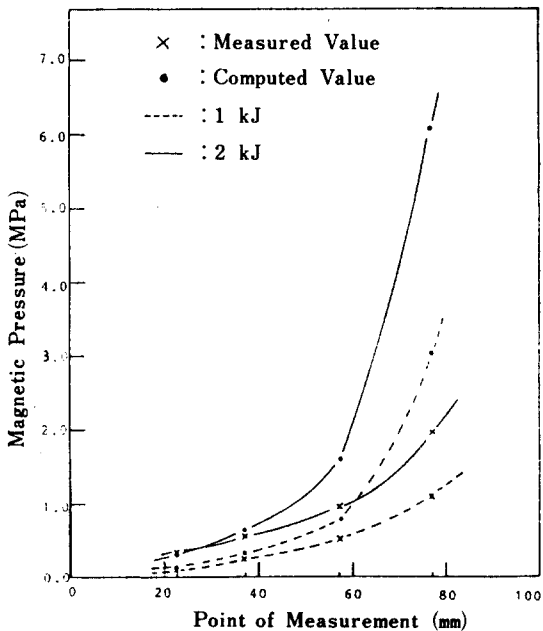


Fig. 12 Comparison of the Measured Value and Computed Value of Magnetic Pressure

Fig. 12는 각 단면에서의 평균 최대 자속밀도로 부터 구한 최대 자기압력과 이론적으로 구한 최대 자기압력을 비교한 것이다. 이 그림에서도 역시 충전 에너지가 1kJ과 2kJ일때 똑같이 내부 자속집중기와 알루미늄 봉 사이의 공간이 큰 곳에서는 계산치와 실험치가 잘 일치하고 있으나, 공간이 작아질수록 최대 자속밀도의 제곱에 비례하는 최대 자기압력의 차이가 최대 자속밀도의 차이로 인해 더욱더 크게 발생하여 측정위치중 공간이 가장 작은 곳에서는 최대 자기압력의 계산치가 실험치의 약 2.8배 정도 크게 나타났다. 그리고 충전 에너지가 2kJ인 경우의 최대 자기압력의 분포가 1kJ인 경우보다 실험치와 계산치에서 똑같이 약 2배 정도 크게 나타났다.

Table. 4는 각 측정위치에서의 자속 Φ 의 계산치와 실험치를 비교한 표이다. 2-1-2항의 가정1)에 따라

Table. 4 Magnetic Flux of Measured Value and Computed Value

Charged Energy	Point	Area ($\times 10^{-4} \text{ m}^2$)	Measured Value of Magnetic-Flux (Waber)	Computed Value of Magnetic-Flux (Waber)
1 kJ	A	1806	115.373×10^{-3}	117.506×10^{-3}
	B	1336	105.539×10^{-3}	117.506×10^{-3}
	C	816	90.736×10^{-3}	117.506×10^{-3}
	D	416	67.236×10^{-3}	117.506×10^{-3}
2 kJ	A	1806	171.017×10^{-3}	166.168×10^{-3}
	B	1336	151.192×10^{-3}	166.168×10^{-3}
	C	816	120.990×10^{-3}	166.168×10^{-3}
	D	416	91.228×10^{-3}	166.168×10^{-3}

자속집중기 내부의 자속 Φ 가 일정한 것으로 가정하고, 각각의 자속밀도와 단면적으로 부터 구한 자속 Φ 의 크기는 이론치에서는 일정한 값을 보이고 있으나, 실험치에 의해 계산된 자속 Φ 는 자속집중기의 하부로 갈수록 그 값이 감소한다. 이와같은 여러가지 비교 데이터에 의해 본 연구에서는 내부 자속집중기와 알루미늄 봉 사이의 간격이 작아질수록 실험치와 계산치의 차이가 크게 발생한다는 것을 알 수 있었다. 따라서 이러한 차이의 원인을 규명하고자 Fig. 13과 같이 내부 자속집중기의 상부에 구멍을 뚫어 자속밀

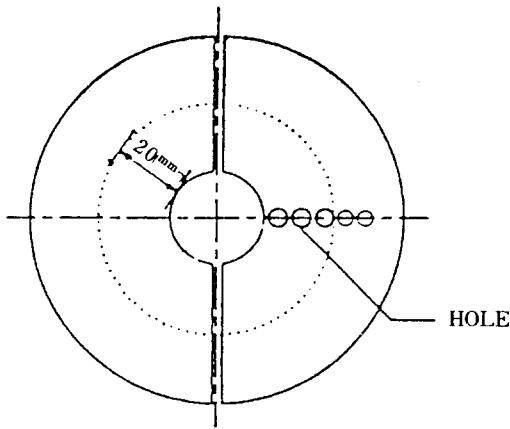


Fig. 13 Upper Plane of the Inner Field Shaper

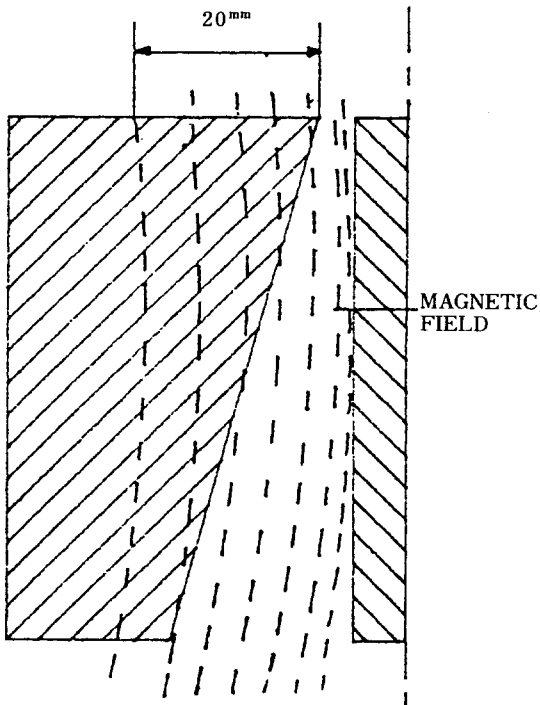


Fig. 14 Actual Flow of Magnetic Flux

도를 측정하였다. 그 결과 Fig. 14와 같이 내부 자속 집중기의 상부 모서리 부분과 같이 예리한 부분으로 자기장이 관통함을 확인할 수 있었으며, Fig. 13의

점선으로 표시한 자속집중기 상부의 모서리 부분부터 약 20mm 위치까지 0.1~0.5 Tesla 정도의 자속밀도가 존재함을 확인하였다. 즉 본 모델의 자속집중기 형상의 하부에서와 같이 자속집중기 자체를 관통하는 자속이 거의 없는 부분에서는 계산치와 측정치가 잘 일치하고 있으나, 자속집중기의 상부로 갈수록 자속집중기를 관통하는 자속이 증가하고 계산치와 측정치의 차이가 점차 크게되는 것을 알 수 있다.

이와같이 본 모델의 자속집중기 형상에 있어서는 모서리 근처를 자기장이 통과할 수 있으며 그 관통면적이 증가되므로, 이의 영향에 대한 정량적 규명이 필요한 것으로 생각된다.

또한, 슬릿면을 통과하는 자기장까지를 고려하여 자속 Φ 가 일정하다는 가정을 적용할 필요가 있다.

따라서 본 논문에서와 같이 전자력 성형에서 테이퍼 형상의 자속집중기를 설계하는 데 있어서는 다음과 같은 사항이 고려되어야 할 것으로 생각된다.

- 1) 자속집중기의 모서리 부분에서 도체를 관통하는 자속이 고려되어야 한다.
- 2) 1)에 비하여 그 영향은 비교적 작으나 자속집중기의 슬릿면을 통과하는 자속의 영향도 고려되어야 한다.

5. 결론

본 논문에서는 테이퍼 형상의 자속집중기를 포함하는 전자기 성형의 등가회로 모델에서 전체 시스템의 자기장 에너지 및 손실 에너지를 계산함으로써 등가 인덕턴스와 등가 저항을 유도하였다. 이와같이 구한 인덕턴스와 저항으로부터 최대 자속밀도와 최대 자기압력을 구하였다. 또한, 이를 측정치와 비교하여 그 문제점을 분석하고 다음과 같은 결론을 얻었다.

- 1) 전자기 성형에서 에너지법에 의해 테이퍼 형상의 자속집중기를 사용한 경우의 최대 자속밀도와 최대 자기압력의 크기를 정량적으로 제시하였다.
- 2) 자속밀도와 자기압력의 세기는 내부 자속집중기와 시편 사이의 공간의 크기 및 충전 에너지에 의해 조절할 수 있다.

3) 테이퍼 형상의 자속집중기 설계에 있어서는 자속집중기를 관통하는 자속의 영향을 고려하여야 한다.

4) 앞으로의 연구 과제로는 전자기성형에서 형상이 보다 복잡한 자속집중기에 관한 연구와 전자기성형에서 자속집중기에 영향을 미치는 인자를 규명하여 실제 생산 현장에서 사용하기 위한 자속집중기에 관한 설계기준을 만들어야 할 것으로 생각한다.

参 考 文 献

1. 根岸秀明, 鈴木秀雄, 村田 眞 : "電磁成形法の基礎と擴管成形への應用" : アタダ技術ジャーナル 臨時増刊 秋 1987; pp. 14-24
2. 根岸秀明, 鈴木秀雄, 前田禎三, 村田 眞 : "擴管自由成形における成形プロセスの解析" : 塑性と加工, vol. 21, no. 234 (1980-9), pp. 642-649
3. 根岸秀明, 鈴木秀雄, 村田 眞 : "磁束集重器を利用した圓管の高速バルジ加工" : 塑性と加工, vol. 24, no. 274 (1983-11), pp. 1120-1125
4. Von H. Dietz, H. J. Lippman und H. Schenk : "Theorie des Magneform-Verfahrens : Erreichbarer Druck" : ETZ-A Bd. 88. (1967) H9 pp. 217-222
5. Von H. Dietz, H. J. Lippman und H. Schenk : "Theorie des Magneform-Verfahrens : Abgestufter Feldkonzentrator" : ETZ-A Bd. 88(1967) H19 pp475-480
6. Von H. Dietz, H. J. Lippman und H. Schenk : "Messung der Magnetischen Induktion in einer Magneform-Kompressionsspule" : ETZ-A Bd. 90(1968) H3 pp51-54
7. 河島和美 : "磁束集重器に関する研究" : 日本電氣通信大學 卒業論文 昭和 44 年度
8. Toshio Sano, Masaharu Takahashi, Yoichi Murachoshi, Ken-ichi Matsuno : "Electromagnetic Tube Compression with a Field Shaper" : Journal of the JSPT vol. 25 no. 283(1984-8) pp 731-738
9. Von H. Schenk, Nurnberg : "Untersuchungen an einfachen und zusammengesetzten Feldkonzentratoren für die Umformung von Rohren mit magnetischen Eräften" : BANDER BLECHE ROHRE Dusseldorf 10(1969) Nr. 4 pp226-230
10. 박 송배 : "회로이론" (서울 : 문운당, 1988)
11. 川西健次 : "電磁氣學" (コロナ社 : 1959)
12. 이 종수 : "전자기성형법에 대하여", 대한기계학회지, 28-5, 1988, pp476-486