振動輸送の研究 (第5報)*

—上下-ねじり振動が作用する平面上の物体の運動—

岡部 佐規一** 横山 恭男** 神保 泰雄***

Vibratory Conveying by Helical Vibration

—Motion of a Particle on Horizontal Surface—

Sakiichi OKABE, Yasuo YOKOYAMA, Yasuo JIMBO

This paper treats vibratory conveying by helical vibration. When conveying trough is flat and is kept horizontal, particles are conveyed along circumferences. Consequently, these particles are influenced by centrifugal force which is produced by circular motion and are conveyed in radial direction also. Therefore conveying locus of a particle takes a swirl curve which is spreading gradually and equations of motion are expressed by a set of two non-linear differential equations. In this case, however, sliding velocity in radial direction is very small compared with the velocity in circumference direction. The motion of circumference component can be approximated with conveying by rectilinear harmonic vibration whose amplitude is represented by $\sqrt{Z_0^2 + (r\Phi_0)^2}$ and vibratory direction angle is $\tan^{-1}(r\Phi_0/Z_0)$. Where Z_0 : amplitude of vibration in vertical direction, Φ_0 : amplitude of rotational vibration, r : distance from center of rotational vibration to the particle. Though conveying velocity in radial direction is very small, it is proportional to applied centrifugal force approximately. Under the same centrifugal force, the velocity also increases with increase of Φ_0 . These theoretical results agree well with the experimental ones.

1. 緒 言

振動輸送はボウル型フィーダの形できわめて広く実用されている。ボウル型フィーダはボウルに上下振動とねじり振動とを与えて物体を円周方向に輸送するものであるが、物体が直線運動する場合に比べて遠心力が働くためやや複雑になる。従来、振動輸送に関する文献は多く見られるが円周方向輸送として遠心力を考慮し解析を行ったものは見られない。本報は平板に上下振動とねじり振動とを与えてこの上にある物体の運動を論じたもので、後に論ずるボウル型フィーダの基礎研究にあたるとともにボウル型フィーダの底面における物体の挙動に適用されるものである。

2. 運 動 の 式

図1に示すように平面に垂直な方向を Z 方向、面の O 点のまわりの角変位を Φ (反時計方向回転を正とする)とし、平面が

$$Z = Z_0 \sin(\omega t + \delta) \quad (1)$$

$$\Phi = \Phi_0 \sin \omega t \quad (2)$$

なる振動を行っているとする。

いま質量 m の物体が中心 O から r だけ離れた点に置かれていているとする。物体の運動を極座標表示によって r, ϕ で表すならば、すべり状態にあるときの物体の運動方程式は次式で表される。

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = -mg + P \quad (3)$$

$$m \left(\frac{d^2 \phi}{dt^2} r + 2 \frac{dr}{dt} \cdot \frac{d\phi}{dt} \right) = F_\phi \quad (4)$$

$$m \left\{ \frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\phi}{dt} \right)^2 \right\} = F_r \quad (5)$$

ここで、 z : 物体の Z 方向の運動, g : 重力加速度, P : 平面より受ける垂直反力, F_ϕ : 円周方向の摩擦力, F_r : 半径方向の摩擦力であり、摩擦係数を μ とすると、

図1 座標系と振動の方向

* 原稿受付 昭和49年2月25日。昭和45年度精機学会春季大会学術講演会(昭和45年4月4日)にて発表。

** 正会員 金沢大学工学部(金沢市小立野2-40-20)

*** 正会員 東京大学工学部(東京都文京区本郷7-3-1)

$$F_\phi^2 + F_r^2 = (\mu P)^2 \quad (6)$$

なる関係がある。また物体は平面上を跳躍しないという条件から $z = Z_0 \sin(\omega t + \delta)$ を式 (3) に代入すれば、

$$P = m \{g - Z_0 \omega^2 \sin(\omega t + \delta)\} \quad (7)$$

が導かれる。

一般に輸送物体はすべり-とまり運動を繰返ししながら円周方向に輸送されるが、このとき生ずる遠心力のため物体は半径方向にも輸送される。この場合、物体と面との相対すべりの方向とその点での半径方向のなす角を ϕ とすると、

$$\tan \phi = \frac{r(d\phi/dt - d\Phi/dt)}{dr/dt} \quad (8)$$

$$F_\phi = -\mu P \sin \phi \quad (9)$$

$$F_r = -\mu P \cos \phi \quad (10)$$

なる関係があり、式 (4), (5) の運動方程式は

$$\left(r \frac{d^2 \phi}{dt^2} + 2 \frac{d\phi}{dt} \frac{dr}{dt} \right) = -\mu \{g - Z_0 \omega^2 \sin(\omega t + \delta)\} \times \frac{r(d\phi/dt - d\Phi/dt)}{\sqrt{r^2(d\phi/dt - d\Phi/dt)^2 + (dr/dt)^2}} \quad (11)$$

$$\left\{ \frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\phi}{dt} \right)^2 \right\} = -\mu \{g - Z_0 \omega^2 \sin(\omega t + \delta)\} \times \frac{dr/dt}{\sqrt{r^2(d\phi/dt - d\Phi/dt)^2 + (dr/dt)^2}} \quad (12)$$

のように書き替えられる。そこで

$$\frac{r\omega^2}{\mu g} = \lambda, \quad \frac{Z_0 \omega^2}{g} = A, \quad \omega t = \tau \quad (13)$$

なる変数変換を行い、 τ に関する微分演算をドットで表すならば式 (11), (12) の運動方程式は

$$\lambda \ddot{\phi} + 2\lambda \dot{\phi} = -\{1 - A \sin(\tau + \delta)\} \times \frac{\lambda(\dot{\phi} - \dot{\Phi} \cos \tau)}{\sqrt{\lambda^2(\dot{\phi} - \dot{\Phi} \cos \tau)^2 + \dot{\lambda}^2}} \quad (14)$$

$$\ddot{\lambda} - \lambda \dot{\phi}^2 = -\{1 - A \sin(\tau + \delta)\} \times \frac{\dot{\lambda}}{\sqrt{\lambda^2(\dot{\phi} - \dot{\Phi} \cos \tau)^2 + \dot{\lambda}^2}} \quad (15)$$

と変形される。

以上の式は物体が相対すべり状態にあるときの式であり、相対静止の状態にあるときは

$$z = Z, \quad \dot{\phi} = \dot{\Phi}, \quad \dot{r} = 0 \quad (16)$$

となってもちろん輸送は行われない。

次に相対静止状態から物体がすべり始めるときの時刻の算出式を導く。輸送物体は振動による慣性力が摩擦力より大きくなったとき相対すべりを始める。いま式 (6) に式 (4), (5) を代入して τ の関係式になおすと

$$\omega^4 (r\dot{\phi} + 2\dot{r}\dot{\phi})^2 + \omega^4 (\dot{r} - r\dot{\phi}^2)^2 = \mu^2 \{g - Z_0 \omega^2 \sin(\tau + \delta)\}^2 \quad (17)$$

が得られる。さらにすべり始めの時刻においては式 (16)

の関係も満足していることからこれを代入することによって

$$\lambda^2 \Phi_0^4 \sin^4 \tau + \lambda^2 (\Phi_0^2 - 2\Phi_0^4) \sin^2 \tau - A^2 \sin^2(\tau + \delta) + 2A \sin(\tau + \delta) + (\lambda^2 \Phi_0^4 - 1) = 0 \quad (18)$$

が導かれる。この式はすべり始めの時刻においてのみ成立つ関係式であり、実際に輸送条件が与えられるならばこれらを式 (18) に代入して τ を解くことによりすべり始めの時刻を算出することができる。

ここではねじり振動と上下振動とが同位相の場合、すなわち $\delta = 0$ の場合について考えることにする。この場合、式 (18) は

$$\lambda^2 \Phi_0^4 \sin^4 \tau + (\lambda^2 \Phi_0^2 - 2\lambda^2 \Phi_0^4 - A^2) \sin^2 \tau + 2A \sin \tau + (\lambda^2 \Phi_0^4 - 1) = 0 \quad (19)$$

となり、 $\sin \tau$ に関する 4 次方程式となる。

3. 運動形の分類

輸送物体のすべりの有無は既報で論じたと同じように式 (19) における τ の実根の存在条件に帰着し、したがってすべりが存在するためには式 (19) において $|\sin \tau| \leq 1$ を満足せねばならない。 $\sin \tau$ が $-1, 0, 1$ をとるとき式 (19) の右辺はそれぞれ $(\lambda \Phi_0 + A + 1)(\lambda \Phi_0 - A - 1)$, $\lambda^2 \Phi_0^4 - 1$, $(\lambda \Phi_0 + A - 1)(\lambda \Phi_0 - A + 1)$ なる値をとる。 Φ_0 は通常微小角であるから $\lambda^2 \Phi_0^4 - 1 < 0$ と考えてよい。したがって $\lambda \Phi_0 + A > \lambda \Phi_0 - A > 1$ のときは区間 $< -1, 0 >$ および $< 0, 1 >$ に、また $\lambda \Phi_0 + A > 1 > \lambda \Phi_0 - A$ のときは区間 $< 0, 1 >$ に式 (19) を満たす $\sin \tau$ の値が存在する。このことから正方向のすべりの条件は

$$\lambda \Phi_0 + A > 1 \quad (20)$$

負方向のすべりの条件は

$$\lambda \Phi_0 - A > 1 \quad (21)$$

で表される。

輸送物体の運動形を既報と同様、全周期にわたってすべらない場合を I 形、正方向のすべりを間欠的に行う運動を II 形、負方向のすべりを間欠的に行う運動を III 形*、正負両方向のすべりを交互に行う運動を IV 形、跳躍運動を含む形を V 形とすると各運動形と輸送条件の関係は図 2 によって示される。この図の横軸 $\lambda \Phi_0$ は半径 r の点での接線方向の変位振幅に相当する量であり、この値の増大とともに運動形は I $\rightarrow$ II $\rightarrow$ IV と移っていく。なお $r \Phi_0$ をある有限値に保ち $r \rightarrow \infty$ とすると第 1 報で論じた直線振動による輸送に一致することはもちろんである。実際に輸送条件が与えられれば $A, \lambda \Phi_0$ を計算しこの図を参照することによってただちにそのときの運動形を知

* 振動面が水平である場合について取扱っているため A, Φ_0 が共に正である場合 III 形の運動は存在しない。

図2 運動系分類図

ることができる。

4. 輸送の軌跡と輸送速度

輸送物体の運動を表す無次元パラメータ λ , ϕ は式 (19) から算出されるすべり始めの時刻と運動形を考慮しながら式 (14) ~ (16) の運動方程式を解くことによって求められる。しかしながら式 (14), (15) は前報と同様、すべり方向が時間の関数となるために解析的に解くことは困難であり、また初期条件として必要なすべり始めの時刻も 4 次方程式となるためここではデジタル計算機を用い、Runge-Kutta-Gill 法によって微分方程式を解くことにする。

図3はこのようにして得られた運動の波形例であり、それぞれ回転方向の運動 ϕ と半径方向の運動 λ を示している。(a) 図はII形、(b) 図はIV_a形の波形例であって、いずれも円周方向の運動は直線方向輸送の場合に類似しているが、半径方向の運動は時間とともに特徴的挙動を示している。

いまこれらの平均すべり速度を $\bar{\lambda}$, $\bar{\phi}$ とおくとこれらは

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \lambda d\tau, \quad \bar{\phi} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \phi d\tau \quad (22)$$

で表され、例えば、 $\phi_0 = 0.00241 \text{ rad}$, $A = 0.617$ の場合について、 $\bar{\lambda}$, $\bar{\phi}$ と λ の関係について求めると図4のようになる。すなわち λ の小さい条件ではI形の運動となるために $\bar{\phi}$ はゼロとなるが、 $\lambda \approx 159$ になると相対すべりを始め λ の増大とともに $\bar{\phi}$ も大きくなる傾向をとる。そして $\lambda = 1000$ 近辺で $\bar{\phi}$ は極大となりその後は減少していく。しかしながらこれに λ を掛け合わせた $\lambda \bar{\phi}$, すなわち回転の接線方向の速度について求めると同図の2点鎖線となり、 λ の増加とともに始めは2次関数的な増加の傾向をとるが、 $\lambda \approx 1500$ 近辺より飽和したかのような速度特性を示す。この傾向は円周方向輸送を展開して考えた

(a) $A=0.987$, $\lambda=300$ の場合

(b) $A=0.669$, $\lambda=2000$ の場合

実線はすべり面、破線は輸送物体を示す

図3 運動波形の計算例

$\phi_0 = 0.138^\circ$, $A = 0.617$ のとき

図4 λ と輸送速度の関係

直線正弦振動による直線方向輸送と一致するものであり、実際、第1, 2報から得られる結果に数値を代入して

みるとほとんど直線振動による輸送に近似できることがわかる。他の数値の場合についても同様のことが言える。

このことは式の上でも次のように説明される。式(15)の運動方程式を変形すると

$$\ddot{\lambda} = \lambda \dot{\phi}^2 - \frac{\{1 - A \sin(\tau + \delta)\} \lambda}{\sqrt{\lambda^2 (\phi - \phi_0 \cos \tau)^2 + \lambda^2}} \quad (23)$$

が得られ、右辺の第1項は遠心力の項、第2項は摩擦力の項であって、ともに正の値をとる。したがって

$$\ddot{\lambda} < \lambda \dot{\phi}^2 \quad (24)$$

なる関係があり、 $\dot{\phi} \leq \phi_0$ であることを考慮すれば

$$\ddot{\lambda}_{\max} < \lambda_0 \phi_0^2 \quad (\text{ただし } \lambda_0 > \lambda) \quad (25)$$

なる関係が導かれる。ゆえに

$$\dot{\lambda} < \int_0^{2\pi} \ddot{\lambda}_{\max} d\tau < 2\pi \lambda_0 \phi_0^2 \quad (26)$$

であって

$$\dot{\lambda} \phi < 2\pi \lambda_0 \phi_0^2 \times \phi < 2\pi \lambda_0 \phi_0^2 \times \phi_0 \quad (27)$$

が導かれる。すなわち $\dot{\lambda} \phi$ のオーダーは $2\pi \lambda_0 \phi_0^3$ となる。

一方、式(14)において $\lambda \dot{\phi}$ のオーダーは $\lambda \times \phi_0$ であり、実際 ϕ_0 のオーダーが $1/100$ であることを考慮すれば

$$\dot{\lambda} \phi \ll \lambda \dot{\phi} \quad (28)$$

なる関係が成立つ。また第4報で論じたと同じようにして式(14)の右辺の分母は

$$\lambda^2 (\phi - \phi_0 \cos \tau)^2 \ll \lambda^2 \quad (29)$$

とみなすことが可能であり、結局、円周方向の運動方程式(14)は次式の形で近似される。

$$\ddot{\lambda} \phi = -\{1 - A \sin(\tau + \delta)\} \frac{(\phi - \phi_0 \cos \tau)}{\sqrt{(\phi - \phi_0 \cos \tau)^2}} \quad (30)$$

この式は第1, 2報で $\theta = 0^\circ$, $x = r\phi$ とおいた式と一致するものであり、円周方向の運動はほとんど直線方向輸送に近似できることを示している。

次に半径方向の運動に着目してみると、物体に作用する遠心力は円周速度が小さいため2次の微小量となり、この結果、半径方向速度も微小な値しかとらない。すなわちすべり運動はほとんど円周方向に起こり、摩擦力も円周方向に働くことになって半径方向成分はきわめて小さい。ただし、円周方向の相対速度がゼロになる瞬間だけは摩擦力は半径方向に向くことになり、このとき半径方向の運動はパルス状の摩擦力が働くため速度は急激に小さくなる。半径方向運動の定性的傾向としては式(15)に $\lambda^2 (\phi - \phi_0 \cos \tau)^2 \gg \lambda^2$ を代入することによって

$$\ddot{\lambda} \approx \lambda \dot{\phi}^2 \quad (31)$$

が得られ、 λ 方向の加速度はほぼ遠心力に比例することがわかる。また式(23)を変形して考察することにより、同じ遠心力であっても ϕ_0 が異なる場合、 ϕ_0 が大きいほ

$\lambda = 2150$ の場合

図5 A と輸送速度の関係

ど λ の値が大きくなることが証明される*。

図5は $\lambda = 2150$ で $\phi_0 = 0.00698 \text{ rad } (0.4^\circ)$ および $0.00349 \text{ rad } (0.2^\circ)$ の場合の A と $\bar{\phi}$, $\bar{\lambda}$ の関係を図示したものである。この図からも $\phi_0 = 0.4^\circ$ と 0.2° との間に $\bar{\phi}$ ではあまり差異が見られないにもかかわらず、 $\bar{\lambda}$ ではかなり差があること、すなわち ϕ_0 の増大とともに $\bar{\lambda}$ は大きくなることがわかる。また $\bar{\phi}$ は A に対しほぼ直線的に増大しているのに対し $\bar{\lambda}$ は2次関数的に、すなわち $\bar{\phi}^2$ (遠心力) に比例した傾向で増大していることがわかる。

また図4には平均角速度 $\bar{\phi}$ を用いて算出した平均遠心力 $\lambda \bar{\phi}^2$ を1点鎖線で示しているが、 $\bar{\lambda}$ と $\lambda \bar{\phi}^2$ とは図5と同様よく似た傾向を示していることがわかる。

以上を総合して輸送物体は時間とともに外側へ徐々に広がるうず巻状のすべり軌跡を描く運動となる。うず巻の広がり方に着目すると、半径の比較的小さい領域では半径の増大とともに円周方向の輸送速度が大きくなり $\bar{\phi}$

* 一般に λ は

$$\begin{aligned} \lambda &= \int \ddot{\lambda} d\tau + c \\ &= \int \left[\lambda \dot{\phi}^2 - \frac{\{1 - A \sin(\tau + \delta)\} \lambda}{\sqrt{\lambda^2 (\phi - \phi_0 \cos \tau)^2 + \lambda^2}} \right] d\tau + c \end{aligned} \quad (c: \text{積分定数})$$

で表され、 λ が周期運動となるには

$$\int_0^{2\pi} \ddot{\lambda} d\tau = 0$$

したがって

$$\int_0^{2\pi} \lambda \dot{\phi}^2 d\tau = \int_0^{2\pi} \frac{\{1 - A \sin(\tau + \delta)\} \lambda}{\sqrt{\lambda^2 (\phi - \phi_0 \cos \tau)^2 + \lambda^2}} d\tau$$

を満足せねばならない。さらに $\lambda^2 (\phi - \phi_0 \cos \tau)^2 > \lambda^2$ を考慮すれば

$$\int_0^{2\pi} \lambda \dot{\phi}^2 d\tau = \int_0^{2\pi} \frac{\{1 - A \sin(\tau + \delta)\} \lambda}{|\lambda (\phi - \phi_0 \cos \tau)|} d\tau$$

が導かれる。いま遠心力が同じであっても ϕ_0 が異なるような二つの条件を比較した場合、遠心力が同じであるため左辺 = const となり、また一般には $\phi \ll \phi_0 \cos \tau$ であることを考慮すれば、右辺は ϕ_0 の増大とともに λ も大きくならねばならない。

図6 実験装置

(a) 3φ鋼球×4
重さ: 0.44 g(b) 2φ鋼球×3
3 mm 六角ナット
3φ標点ボール
重さ: 0.71 g

図7 スライダ

$A=0.617, \phi_0=0.138^\circ, f=35 \text{ Hz}, \mu \approx 0.15$
(a) ガラス板-スライダ b $A=0.494, \phi_0=0.078^\circ, f=35 \text{ Hz}, \mu \approx 0.15$
(b) ガラス板-スライダ a

図8 輸送軌跡の実験例

も大きくなって半径の広がり方は大きくなる。また半径が比較的大きな条件になると $\lambda\phi$ も大きくなり円周速度 $\lambda\dot{\phi}$ は前述のように飽和する傾向をとる。このため遠心力は半径の増大とともに小さくなるが、別の関係式から λ の値は半径に関係なくほぼ一定値に近づくことが導かれ、物体が円周を1回転するに要する時間は半径の増大とともに大きくなるためこの場合もうず巻の広がり方は半径の増大とともに大きくなる傾向をとる。

5. 実験

本実験では水平面に対し上下方向とねじり方向の運動を合成した振動を得ることが必要であり、図6に示すように3枚の板ばねを円周上に配列して振動方向を拘束する方法を採用した。すなわち振動面1は3枚の板ばね2によって支持されており、振動方向は板ばねの取付角を変えることによって任意に選ばれる。振動面はさらにばね関節により接続された動電型加振機3によって励振され、振動数、振幅は加振機入力を調節することにより変

えられる。またすべり面4は摩擦係数に方向性がなく一様でかつうねりが少ないことが望ましく、本実験ではガラス板(写真乾板, 214 mm×164 mm)を用い、実験に際してはベンジンで油脂、ほこり等をぬぐう程度の処理を行った。

輸送物体は理論解析では質点と仮定して解いているためできるだけ小さい方が望ましいが、あまり小さくすると物体に作用する慣性力も小さくなり、表面の凹凸その他の外乱に敏感に影響されるため運動が不安定になりやすい。したがってここでは図7に示すように3個の鋼球を接触点とし、すべり軌跡検出用の標点ボール1個を取付けた小さなスライダを作製し実験した。

輸送物体の運動検出は、測定のための外力に対し敏感に影響されるため非接触であることが望ましく、ここでは光学的に運動軌跡を検出する方法を採用した。すなわちすべり面の全面にわたってスライダの標点ボールのみが反射光を出すように5のスリット光投射器をセットし、暗室内で輸送実験を行ってこの反射光をシャッター開

$\mu=0.15$, $f=35$ Hz, 実線は理論値を示す

図9 λ と輸送速度の関係(実験例)

放にした写真機7により写真撮影した。なお装置6は投光器のための電源であり、これを10sごとにON-OFFすることによって軌跡にタイムマークを入れ、これから輸送速度 $\bar{v}$, $\bar{\sigma}$ を算出した。

図8はこのようにして求めた実験結果の例であり、いずれの図もきれいなうず巻を描きながら輸送されていることがわかる。また図9は図8(a)の実験結果より読取った $\bar{v}$, $\bar{\sigma}$ をプロットしたものであり、実線で描いた理論曲線と比較すると $\bar{v}$ ではかなりよく一致した傾向が得られている。しかしながら $\bar{\sigma}$ の図ではかなりばらつきが見られ、全体的に理論値よりも実験値の方がかなり大きくなっている。ばらつきの原因としては λ 方向に作用する平均的な加速度が微小であり、またパルスの挙動を示すため表面の凹凸などの影響を受けやすいこと、また記録の読取誤差が大きいことなどがあげられる。また理論値より実験値の方が大きくなる原因としては、理論では質点として取扱ったのに対し実際には大きさのある剛体であることがあげられる。実際、図8に示すスライドのほかに各種のものをを用いて実験を行ったが、スライドが大きくなるに従い $\bar{\sigma}$ が大きくなるという結果が得られ

た。すなわち物体を剛体として解析した場合、接触点における振動条件の違いから回転運動(自転)が加わることで、また重心が接触面よりも上にあることなどのため λ 方向の運動に物体の大きさ形状がかなり影響するものと思われる。

6. 結 論

- (1) 平板にねじり振動と上下振動を同時に与えると平板上の物体は円周方向に輸送される。その結果、遠心力によって半径方向にも輸送されるので物体の運動軌跡は徐々に外側に広がるうず巻状の曲線となる。
- (2) うず巻曲線の広がり方は半径の増大とともに大きくなる。
- (3) 円周方向のすべり速度(うず巻曲線の接線方向のすべり速度)はうず巻を展開して考えた直線振動による直線方向輸送にほとんど近似することができる。
- (4) 半径方向のすべり速度 $\bar{\sigma}$ は円周方向の運動によって生ずる遠心力の増大とともに大きくなる。また遠心力が同一であってもねじり振動の振幅 ϕ_0 が異なる場合 ϕ_0 の増大とともに $\bar{\sigma}$ は大きくなる傾向をとる。
- (5) 半径方向の運動は作用する遠心力が小さいため実験に際して外乱の影響を受けやすく、また輸送物体の形状、大きさによる影響を受けやすい。
- (6) 円周方向の運動は理論と実験がよく一致している。

終わりに実験に際して協力いただいた金沢大学・野村久直氏、当時の金沢大学学生・牧沢善昭、及部光治の両氏に感謝致します。また本研究の数値計算は金沢大学計算機センターのNEAC 2230およびFACOM 230-35によるものであり、関係各位に感謝致します。

文 献

- 1) 岡部佐規一, 横山恭男, 神保泰雄: 振動輸送の研究(第1報), 精密機械, **35**, 5 (1969) 299.
- 2) 岡部佐規一, 横山恭男, 神保泰雄: 振動輸送の研究(第2報), 精密機械, **35**, 11 (1969) 719.
- 3) 岡部佐規一, 横山恭男, 神保泰雄: 振動輸送の研究(第3報), 精密機械, **40**, 10 (1974) 840.
- 4) 岡部佐規一, 横山恭男, 神保泰雄: 振動輸送の研究(第4報), 精密機械, **40**, 12 (1974) 1099.