1. *S-Wellen an der fest-flüssigen Schichtgrenze. I.*

Von Takeo MATUZAWA,

Institut für Erdbebenforschung.

(Vorgelegt den 22. Dez. 1953.-Eingegangen den 7. Jan. 1954.)

1. Problemstellung.

Nach meiner thermodynamischen Überlegung[1] ist die Phasentransformation zwischen festen und flüssigen Zuständen sehr wahrscheinlich bei der Entstehung der Grossbeben. Auch bei der grossen vulkanischen Ausbrüchen wird irgend eine Änderung im Magmareservoir erwartet.

Wegen der kleinen Schichtdicke des betreffenden Gebietes muss es ziemlich schwer sein, durch die Laufzeit der seismischen Wellen die Zustandsänderung klar zu machen.

Andererseits haben wir kennengelernt, dass die reflexionsseismische Beobachtung aus grossen Tiefen möglich ist[2]. Auch bei uns in Japan konnte die Forschungsgruppe der Sprengseismik die Reflexionswellen aus grossen Tiefen bei der zweiten Kamaisi-Sprengung deutlich beobachten[3]. Bei diesen Beobachtungen brauchte man natürlich Reflexionen der P-Wellen wie gewöhnlich.

Wenn die Zustandsänderung zwischen den festen und flüssigen Phasen der Fall ist, können wir die Veränderung durch das Reflexionsverfahren ziemlich leicht klar machen.

Dabei kann man lieber die S-Wellen brauchen, weil diese Wellen sich stärker als die P-Wellen bei der Phasenänderung ändern müssen. Für diesen Zweck kann man die Sprengung oder auch die natürlichen Beben brauchen. Wir haben kennengelernt, dass auch bei grossen Sprengungen die S-Wellen sehr deutlich erzeugt werden können[4].

Um die Möglichkeit des Reflexionsaufschlusses mit S-Wellen klar zu machen, ist es nötig, das Verhalten der S-Wellen an der Schichtgrenze zu schätzen. Dabei kommt hauptsächlich die Reflexion der SH-Wellen in

1) T. MATUZAWA, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **31** (1953), 180.

2) A. Junger, *Geophysics*, **16** (1951), 499; H. Reich, *Bull. Inform. U.G.G.I.*, *I.U.G.G. News Letter*, No. 2 (1953) 229.

3) Veröffentlicht an der Tagung der seismologischen Gesellschaft, Japan, am 30. Okt. 1953.

4) *Z.B.* O. FÖRTSCH und G.A. SCHULZE, *Naturforschung und Medizin in Deutschland 1939-1946*, **18** (1948), Geophysik II. 44-53. Unsere Forschungsgruppe der Sprengseismik hat auch oft diese Tatsache bestätigt.

Frage, vorausgesetzt dass die Epizentralentfernung kleiner als die Schichttiefe ist.

2. Verhalten der SH-Wellen an der Schichtgrenze zwischen der Zähflüssigkeit und dem festen Körper.

Es sei die (xy)-Ebene an der Schichtgrenze genommen, und die z-Achse in die Zähflüssigkeit gerichtet.

Die Bewegungsgleichung lautet wie gewöhnlich

$$\rho' \frac{\partial^2 v'}{\partial t^2} = \nu \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial^2 v'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial z^2}\right),$$

$$\rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = \mu\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}\right),$$

wo, ρ' die Dichte der Flüssigkeit ist,
ρ die Dichte des festen Körpers,
ν die Viskosität der Flüssigkeit,
μ der Gestaltsmodul des festen Teils,
v' die y Komponente der Verschiebung in der Flüssigkeit,
v die y Komponente der Verschiebung in dem festen Teil.

Setze man

$$v' = Ae^{-nz}\, e^{ik'x+ipt},$$

dann

$$n^2 = k'^2 + i\frac{\rho' p}{\nu} = \sqrt{(k'^2)^2 + \left(\frac{\rho' p}{\nu}\right)^2}\, e^{i\theta},$$

wo,

$$\tan\theta = \frac{\rho' p}{\nu k'^2}.$$

Also

$$n = \sqrt[4]{(k'^2)^2 + \left(\frac{\rho' p}{\nu}\right)^2}\, e^{i\frac{\theta}{2}} = \alpha + i\beta.$$

Setze man im festen Teil,

$$v = B\, e^{ik(lx+mz)+ipt},$$

$$v_r = B_r\, e^{ik(lx-mz)+ipt},$$

dann

$$\frac{\rho p^2}{\mu} = k^2(l^2+m^2) = k^2, \quad l^2+m^2 = 1.$$

Die Grenzbedingungen an der Schichtgrenze, nämlich $z=0$, sind

$$v'=v+v_r\,,$$

und

$$\nu\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial v'}{\partial t}\right)=\mu\frac{\partial}{\partial z}(v+v_r).$$

Daraus bekommt man

$$k'=kl\,,$$

$$A=B+B_r\,,$$

und

$$-ip\nu(\alpha+i\beta)A=ikm\,\mu(B-B_r)\,.$$

Dann,

$$A=\frac{2\,km\mu}{km\mu-\alpha p\nu-i\beta p\nu}B\,,$$

$$B_r=\frac{km\mu+\alpha p\nu+i\beta p\nu}{km\mu-\alpha p\nu-i\beta p\nu}B\,.$$

Nun, für den Fall $|l|\ll 1$ wollen wir die Approximation machen.

$$|n^2|=\frac{\rho p^2}{\mu}\sqrt{l^4+\left(\frac{\rho'\mu}{\rho\nu p}\right)^2}\doteq\frac{\rho' p^2}{\nu p}\,,$$

$$\tan\theta=\frac{\rho'\mu}{l^2\rho\nu p}\,.$$

Setzt man $\theta=(\pi/2)-\delta$, dann ist δ bis l^2,

$$\delta=l^2\frac{\rho(\nu p)}{\rho'\mu}\,.$$

Nun,

$$\cos\frac{\theta}{2}\doteq\frac{1}{\sqrt{2}}\left(1+\frac{\delta}{2}\right),\qquad \sin\theta\doteq\frac{1}{\sqrt{2}}\left(1-\frac{\delta}{2}\right).$$

Also

$$\alpha\doteq\frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{\rho' p}{\nu}}\left(1+\frac{\delta}{2}\right),\qquad \beta\doteq\frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{\rho' p}{\nu}}\left(1-\frac{\delta}{2}\right).$$

$$B_r\doteq\frac{\sqrt{\left\{1+\left(\frac{\rho' p\nu}{\rho\mu}\right)^2\right\}-2l^2\left\{1+\left(\frac{p\nu}{\mu}\right)^2\right\}}}{\left\{\left(1-\sqrt{\frac{\rho' p\nu}{\rho\mu}}\right)^2+(2-\sqrt{2})\sqrt{\frac{\rho' p\nu}{\rho\mu}}\right\}-l^2\left\{1+\frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{\rho'\nu p}{\rho\mu}}\left(\frac{\rho\nu p}{\rho^2\mu}-1\right)\right\}}e^{i\varphi}B,$$

wo,

$$\tan\varphi \doteqdot \sqrt{2}\sqrt{\frac{\rho'\nu p}{\rho\mu}}\frac{\left(1-\frac{l^2}{2}-\frac{\delta}{2}\right)}{1-\frac{\rho' p\nu}{\rho\mu}-l^2}.$$

$$A \doteqdot \frac{2\sqrt{1-l^2}}{\left\{\left(1-\sqrt{\frac{\rho' p\nu}{\rho\mu}}\right)^2+(2-\sqrt{2})\sqrt{\frac{\rho' p\nu}{\rho\mu}}\right\}-l^2\left\{1+\frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{\rho'\nu p}{\rho'\mu}}\left(\frac{\rho\nu p}{\rho'\mu}-1\right)\right\}}e^{i\psi}B,$$

wo,

$$\tan\psi \doteqdot \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{\rho' p\nu}{\rho\mu}}\frac{\left(1-\frac{\delta}{2}\right)}{1-\frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{\rho' p\nu}{\rho\mu}}-\frac{l^2}{2}-\frac{\delta}{2\sqrt{2}}\sqrt{\frac{\rho' p\nu}{\rho\mu}}}.$$

3. Zahlenmässige Schätzung der Reflexion für $l^2=0$.

Wir sehen also, dass B_r für $l^2=0$ nur von $\rho' p\nu/\rho\mu$ abhängt.

Die Viskosität gegen die Temperatur des frischen Lavas bei der Eruption vom 1951 des Oosima wurde von T. Minakami[5] geschätzt zu 5.6×10^3 poises (c.g.s.) für 1125°C, 2.3×10^5 poises für 1038°C u.s.w.

Unter grossem Druck muss die Viskosität natürlich grösser sein als unter kleinem Druck. Aber wir können von diesen Materialien die Idee der Grössenordnung der Viskosität des Magmas bekommen.

Tabelle 1.

$\frac{\rho' p\nu}{\rho\mu}$	0	10^{-4}	10^{-2}	1	10^2	10^4	∞
$\frac{\lvert B_r\rvert}{B}$	1	1	1.16	2.41	1.15	1	1
$\tan\varphi$	0	0	.142	$+\infty$ $-\infty$	$-.142$	0	0
φ	0	0	.141	$\frac{\pi}{2}$	$\pi-.141$	π	π
$\frac{\lvert A\rvert}{B}$	2	2.02	2.15	2.61	.215	.02	0
$\tan\psi$	0	.007	.076	2.41	-1.16	-1.01	-1
ψ	0	.007	.076	1.18	$\pi-.86$	$\pi-.79$	$\frac{3}{4}\pi$

5) T. MINAKAMI, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **29** (1951), 487–498.

Was $p=2\pi/T$ betrifft, wählen wir gewöhnlich im Reflexionsverfahren bequemlicherweise die Spektren für T etwa 1/20 Sek.

Darum mag es zweckmässig sein, B_r im Bereich zwischen etwa 10^{-4} und 10^4 von $\rho' p\nu/\rho\mu$ zu zeigen. Das Rechenresultat ergibt sich in Tabelle I. (Tabelle 1)

Es mag etwas paradox scheinen, dass $|B_r|$ grösser als B sein kann. Das kommt aber natürlich von der Phasenverschiebung in A und B_r.

Von diesem Resultat kann man hoffnungsvoll erwarten, dass man mit dem Reflexionsverfahren der S-Wellen die Phasenänderung in der Erdkruste entdecken kann.

1. Kotai Ekitai no Sakai no Men no S-Nami.

Zisin Kenkyûsyo, MATUZAWA-Takeo.

Oozisin ya Kazan no Katudô no Toki niwa Kotai-Ekitai no Sakai no Men no iroiro na Henka ga yosô sareru.

Sono Henka wa P-Nami no Hansya demo wakaru Hazu de aruga, S-Nami wo tukaeba motto hakkiri suru Koto ga yosô dekiru.

Sono Tame ni Nensei-Ekitai to Kotai tono Sakai no Men no S-Mami no Hansya no Keisan wo okonatta.