とを代入して得たものである。しかし，(3)，(4)両式は力学的な根拠にとぼしいと思われる。波高，週期の式は Sverdrup-Munk あるいはそれに修正を加えた Bretchneider の結果を用いるべきであろう。

まづ著者が例を示している苫小牧のごとく外洋に直接面しているところでは，波浪の算定は Duration graph で行われる。筆者が Sverdrup-Munk の図表から計算した週期の式は

$$T=3.98\times10^{-3}\cdot2\pi\cdot g^{-0.524}\,t^{0.476}\,V^{0.524}\quad\cdots\cdots(5)$$

ただし (5) の単位は m-sec あるいは cm-sec である。

(5) と (2) とを結びつけると

$$V\propto\left(\frac{H^2}{T}\sin2\alpha\right)^{1/3}\propto(t^{0.878}\,V^{2.122}\sin2\alpha)^{1/3}$$

となり，さらに簡単に

$$v\propto(V^2\cdot t\cdot\sin2\alpha)^{1/3}\quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(6)$$

と考えてもよい。

次に Fetch が支配要素となる比較的狭い水域では Bretchneider の修正曲線（c･f･脚註 1)）

$$H=0.0313\,F^{0.423}\,V^{1.151}$$

$$T=0.624\,F^{0.313}\,V^{0.374}\quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(7)$$

ただし H：波高 (ft)，T：週期 (sec)，F：Fetch (mile)，V：風速 (mile/hr)

を用いて

$$v\propto(F^{0.533}\,V^{1.934}\,\sin2\alpha)^{1/3}$$

となり，さらに簡単に

$$v\propto(V^2\cdot F^{0.5}\sin2\alpha)^{1/3}\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(8)$$

となる。

(6)，(8) の関係は実測値によつて直接裏づけられていないが，出発点たる Munk, Putnam and Traylor の式が正しければ大体成り立つであろう。(6)，(8) をみればただちにわかるとおり，沿岸流を支配する要素のうち風速が最も支配的で，継続時間，風向および Fetch はより影響が少ない。

著者　真　嶋　恭　雄

1. (**1**) 原論文にも述べたように，ある一方向の風についても瞬間的に風速の変化があり，同じ平均風速を与える風でも時間—風速の分布曲線は種々である。すなわち波の発達の状態は風速の分布によつて変つてくるはずである。

著者は一応資料整理を簡単にするためと平均風速がその継続時間だけ吹き続くものと仮定して統計期間中のすべての風に対してそれぞれの継続時間についての平均風速を求め，これを整理して統計期間中の平均風速の最大のもの，第二位のもの……等について継続時間と平均風速の関係式を求めたのである。すなわち一つの風の風速分布の相違による誤差は風の特性として訂正すべきもので次項の風向の漸変による波の発達とともに今後の研究に待たなければならない点である。

ある風向についてその場所の最小継続時間より継続時間が大きいときは Fetch diagram または Fetch equation により，小さければ Duration diagram または Duration equation によるべきことはいうまでもない。いま筆者の式に風の特性を適用すると

$H=\alpha t^nV^m$ に $V=\dfrac{a}{b+t}$ を入れて

$$H=\alpha(a-bV)^nV^{m-n}$$

となる。 $\dfrac{dH}{dV}=0$ より

$$\alpha V^{m-n-1}(a-bV)^{n-1}\{(m-n)(a-bV)-bnV\}=0$$

$$V=\frac{a(m-n)}{bm}$$

この V は H が最大となるときの風速で必ずしもの小さいときに H が最大となるとは限らない。Fetch に支配される場合は風速の大きいほど，すなわち継続時間の小さいほど波高が大きい。これらのことは原論文図—17より明らかである。また瞬間風速まで取つて時間間隔をきわめて小さく取れば（原文では1時間）ごく短時間の強風も統計曲線に入るが継続時間が小さいので普通は duration に支配される。

(**2**) 著者は風の分類を風向別に取出したため風向が漸変する場合前の風による波に次の風向の風がある程度の作用をすることは想像される。しかし風の変化の状態を風向の記録より調べるときわめて種々のものがあり低気圧の進行方向により，また風の種類によつて異なるようである。従つて風の種類による特性を明らかにして目的に応じて風を分類して取扱うべきものであると思う。また地方により台風が必ずしも最大波高を生ずるとは限らないし，波高の出現頻度を考える場合もあり各種の風について考慮しなければならない。ゆえに地方に応じて風の特性を明らかにして最も影響の大きいものについて考えることは適当な方法ではあるが上記の考えより著者は一応風向別に分類したものである。なお風向の漸変による波の発達の状態についてはさらに研究を要するものと思う。また著者が風を分類した場合特に大きい風速，継続時間のものが少数あつたため，これを統計的に整理することが疑問になり別に扱つているが，台風の多い地方については

台風の特性を明らかにして分類整理すべきであろう。

（3） 波高の推定には Sverdrup, Munk の図を用いたので有義波高を表わすことは筆者の述べているとおりである。

2. 著者は沿岸流の式を実験式（Börgen）より導いたため大略の値を示すにとどまり，もちろん厳密なものではないので，その後の研究によりさらに改良すべきものである。今回岸氏及び Bretchneider の研究結果を適用しさらに厳密なる値を求めうる一方法を追加することができたことは幸いである。これらの式においても前項の場合と同様に特性が関係することは当然である。また沿岸流においては海岸工学上一時的な流速による影響より，むしろ長年月の絶えざる影響が重要であることが多く，小さな波による沿岸流についても軽視できない。従つて風の沿岸流に対する整理についてもこの点に十分の考慮が必要であると考える。

海岸工学において正確なる観測値をうることがきわめて困難で諸種の計器類も考案されているがまだ完全というべきものはほとんどない。これらの研究とともに海岸特性係数の確立が重要であると考える。

土の力学における塑性の基本理論と三軸試験への適用

（著者　星埜　和；土木学会論文集第 21 号所載）

准員　谷　本　喜　一*

星埜教授の標記の論文を精読し，研究の新たな進展に対して深く敬意を表する。本文が難解のためよくその意を解しえない点もあるので次項の諸点について討議者の考えを申し上げそれらについて御教示を願いたいと思う。

1. 式 (3) は応力・ひずみの関係を変数 V, U を用いて表わす式であるが，V, U は式 (16) のごとく単に応力の函数で示されるにすぎないから，ひずみは応力により一義的に決定されることになり，塑性物質に特有な応力の作用時間，あるいは作用速度に大きく影響される性質は無視され，クリープ，応力緩和，弾性余効など時間に関する諸現象を説明することができない。従つて式 (3) のひずみはいつのひずみを指すかを知ることができない。

2. 式 (3) は上記のごとく時間の指定が欠けているため，Maxwell 型のごとき塑性体については用いられないが，かりに Voigt 型のごとき塑性体を対象に考えて式 (3) のひずみを作用応力による終局のひずみを示すものと見るならば，有限時間の作用応力にて行つた実験値と理論値との間の関係についてさらに考察を行う必要はないだろうか。

3. また式 (3) より出発して求めた破壊条件式(21)（著者は降伏条件と述べている）も時間の要素を欠いている。実際問題としては土はもちろん，金属においてさえ破壊強度は応力の作用速度によつて大きく変化するものであることが多くの実験によつて示されている。この点本理論ではどのように説明されるのであろうか。

4. 上記のことがらに関連して p. 19, 9. において“この理論が厳密にあてはまらない場合はさらに間隙圧や粘性のような副因的要素を加え……”とあるが，間隙圧や粘性は粘土質土においてはきわめて重要な因子であると思われ，塑性理論にあつては少なくとも粘性は考慮すべきであつて，これを無視したことは理論としての存在価値がきわめて少なくなりはしないだろうか。

5. 式 (10) において $A_R=\lambda^2 A_N$ と仮定しているが，$A_N=\sigma_m{}^2/V$ であり，p. 5 から p. 6 への仮定によつて $A_R=\tau_m{}^2/U$ であるから降伏時には $\tau_m \backsim \lambda\sigma_m$ となることは複雑な操作を要せずして推察がつくように思われる。すなわち $A_R \backsim A_N$ と仮定すること自体に $\tau_m \backsim \sigma_m$ という結論が仮定されていることになる。

6. p. 6 のエネルギーの全微分表現 $dA=\dfrac{\partial A}{\partial \sigma_m}d\sigma_m+\dfrac{\partial A}{\partial \tau_m}d\tau_m$ は A が保存エネルギーの場合に限つて成立するものである。熱力学によればエネルギー保存則は，ある与えられた状態において分子運動に関連したいわゆる内部エネルギーについて成立するものであつてひずみエネルギーについて成立するものではない。上式は単に等温変化の場合のみを扱つたに過ぎず，この点説明が若干不足していないだろうか。

7. 式 (20) の次に“積分できないから応力の経路によつて異なつた値をとる”と記されているが，積分の可否と積分経路との問題は別であつて，たとえ積分が不可能であつても初期値，終局値によて積分値が決定される例は少なくない。ゆえにここに述べられた論理については若干疑問があるように思われる。なお式(20)の第 1 式における $A\sigma_m$ は $\dfrac{\sigma_m}{V}d\sigma_m$ すなわち $\dfrac{\partial A}{\partial \sigma_m}$

* 京都大学助手，工学部土木工学教室