

52.12
462

松散介質靜力学

В. В. 索科洛夫斯基 著

地质出版社

松 散 介 質 靜 力 学

B. B. 索 科 洛 夫 斯 基 著

徐 志 英 譯

21C565/14

地 质 出 版 社

1956 • 北 京

В. В. СОКОЛОВСКИЙ
СТАТИКА
СЫПУЧЕЙ СРЕДЫ
ИЗДАНИЕ ВТОРОЕ
ПЕРЕРАБОТАННОЕ И ДОПОЛНЕННОЕ
ГОСТЕХИЗДАТ
МОСКВА 1954

本書是論述極限平衡理論的專門論文，全書共分五章，在第一章中應用了極限狀態的一般條件對松散介質的平面極限平衡理論加以描述，將平面極限平衡方程進行了詳細的研究，同時闡明了關於力學相似性的問題。第二章提出並解決了關於松散介質靜力學中的很重要的問題——地基與斜坡的穩定性問題，並以相應的力學模型來加以說明；第三章中專論了有關擋土牆上填土壓力的問題，同時也敘述了層狀和各向異性的松散介質的平面極限平衡理論，關於同時有間斷縫產生的松散介質的極限平衡也作了研究，對於折綫形擋土牆及兩平行擋土牆上填土的壓力問題也作了討論。第四章敘述理想松散楔的極限平衡，分析了關於填土應力狀態，地基的穩定性，擋土牆上的壓力諸問題，對於同時有極限狀態和彈性狀態區域存在的若干問題也加以研究。第五章包括無內摩擦力的理想黏結性介質的平面極限平衡理論，所有各章的敘述都舉有例子，並附以許多圖表，使我們能更有效地在實踐中和理論研究中廣泛地應用書中所論述的方法。本書適合於高等學校相應專業作教材參考用，同時對於從事水工建築，土木工程建築實際工作的工程師和技術員們以及從事理論研究的這方面學者們都有很大的價值。本書係由華東水利學院徐志英同志翻譯。

松散介質靜力學

252,000字

著者	索科洛夫斯基
譯者	徐志英
出版者	地質出版社
	北京宣武門外永光寺西街3號
	北京市書刊出版業營業許可證出字第零伍零號
發行者	新華書店
印刷者	天津人民印刷廠

編輯：吳光輪 技術編輯：李璧如、張華元

校對：吳學華、洪梅玲

印數(京) 1—4,200冊 一九五六年七月北京第一版

定價(10) 1.70元 一九五六年八月第一次印刷

開本 31''×43'' $\frac{1}{16}$ 印張 12 $\frac{2}{5}$ 插頁

目 錄

第二版原序	5
緒 論	7
第一章 松散介質的極限平衡	11
第一節 極限狀態條件與平衡方程	11
第二節 松散介質的平面極限平衡	20
第三節 沒有體力的極限平衡方程	28
第四節 有體力的極限平衡方程	35
第五節 方程的數值積分	41
第二章 地基和斜坡的穩定性	48
第六節 地基的應力狀態	48
第七節 最小壓力及地基穩定性	58
第八節 最大壓力及地基穩定性	73
第九節 傾斜荷重下地基的穩定性	85
第十節 斜坡的穩定性	97
第三章 擋土牆上填土的壓力 層狀松散介質	111
第十一節 擋土牆上填土的主動壓力	111
第十二節 擋土牆上填土的被動壓力	125
第十三節 傾斜擋土牆上填土的壓力	131
第十四節 折綫形擋土牆 平行的擋土牆	141
第十五節 層狀松散介質的平面極限平衡 層狀地基的穩定性	159
第四章 松散楔的極限平衡	172
第十六節 用極座標表示的極限平衡方程	172
第十七節 楔的應力狀態	180
第十八節 地基的穩定性	190
第十九節 擋土牆上填土的壓力	202

第二十節 傾斜擋土牆上的填土压力	217
第五章 黏性介質的極限平衡	229
第二十一節 理想黏結性介質的平面極限平衡 地基的应力状态	229
第二十二節 地基和斜坡的穩定性	243
第二十三節 擋土牆上的填土压力 半平面的应力状态	257
第二十四節 黏結性介質的平面極限平衡	269
第二十五節 地基的穩定性	276
第二十六節 旋輪綫狀的極限曲綫	282
参考文献	292
俄華人名对照	299
俄華名詞对照	300

第二版原序

这一本論述極限平衡理論的專門論文“松散介質靜力学”的第二版是完全重寫的。它將第一版問世之后的时期內所發展的一系列的新的問題都包括了進去。茲將該論文的簡單內容介紹如下。

第一章是導論，同時應用了極限狀態的一般條件對松散介質的平面極限平衡理論加以描述。在本章中將平面極限平衡方程進行了詳盡的研究，並把這些方程化為標準組。對標準組也構成其基本邊值課題並提供了數值積分的有效方法。同時也闡明了關於力學相似性的問題，這個問題無論對於計算或對於模型研究都有很大的意義。

第二章提出並解決關於松散介質靜力学中的很重要的問題——地基與斜坡的穩定性問題。為了更清楚起見，全部所提出的這些課題都用相應的力學模型來加以說明。未知解答的作出使為標準組得到邊值課題的組合。各處都包括具有異點的某種解答作為基本單元，這種異點在特征平面上相當於整個特征綫段。

第三章專論有關擋土牆上填土壓力的典范問題，這裡未知解答的作出仍然使我們為標準方程組得到邊值課題的組合。關於同時有間斷綫發生的松散介質的極限平衡也作了單獨的研究。對於折綫形擋土牆及兩平行擋土牆上填土的壓力問題也作了討論。

此外，成層狀而各向異性的松散介質之平面極限平衡理論的敘述也佔有特殊的地位。這理論在有關層狀地基穩定方面的重要問題上給出了相當詳細的說明。

第四章屬於理想松散楔的極限平衡。根據沒有黏聚力的理想松散介質的特點，使在本書中所涉及的問題能得到比基於一般理論還要簡單的解答。此處分析了關於填土的應力狀態、地基的穩定性、擋土牆上的壓力諸問題。對於同時有極限狀態和彈性狀態區域存在的若干問

題也加以研究。上述諸課題可以用緊縮形式來解決或化為普通非直綫性方程的積分。

第五章包括無內摩擦力的理想黏結性介質的平面極限平衡理論。它是與平面塑性平衡理論相類似的，可得出關於地基和斜坡穩定性的很多課題的解答，以及擋土牆上的壓力課題的解答。

利用一般形式的極限狀態條件的黏結性介質的平面極限平衡理論，也佔有很多篇幅。在本章中對平面極限平衡方程進行了詳細的研究，並將這些方程化為標準組。於是可以看出，對於極限狀態條件的某些特殊形式，極限平衡方程是具有積分的。此外還研究了關於矩形及帶形的壓縮課題，而這些課題的解答是具有緊縮形式的。

所有各章都舉有例子，並輔以許多圖表，為簡略起見，表中只保留小數後兩位數字，但計算是進行得很精確的。其中某些例子的列舉，其目的只在說明所要敘述的方法而已，而另一些例子，則在進行相應的實際計算中可以直接應用。

為方便起見，將所引用的參考文獻單獨成篇，置於本書之末。書內應參考這些文獻的地方，則按例方括弧中註明的編號查對。

最後，作者對本書第一版的所有批評者和關懷者，致以熱誠的謝意。在編制表格及準備原稿付印時，承蒙柯契特科夫（А. М. Кочетков）、麥依斯捷爾（В. А. Мейстер）和布茨克（З. Н. Буцык）大力幫助，作者也向他們表示感謝。

索科洛甫斯基

莫斯科 1953年10月

緒 論

在松散介質靜力學中主要研究兩種應力狀態：第一種應力狀態是體力或面力不大的改變還不能引起平衡的破壞，另一種應力狀態是當同樣的體力和面力有某些改變時，甚至是很小的改變時，就失去了平衡。

今後我們將着重研究第二種應力狀態——所謂極限應力狀態，該狀態直接與代表松散介質抗剪強度的基本力學常數有關。它們構成了極限平衡的內容，這理論在近代已獲得極為廣泛的發展。

這個理論的創始者、庫倫 (К. Кулон) (1773) 早已推導出極限平衡的基本原理，並應用這原理來確定水平填土對具有垂直而光滑牆背的擋土牆的壓力，這一解答是假定滑動面為平面而求得的。同一原理以後也被應用來求為任意平面所局限的填土作用在具有傾斜的或折綫形的粗糙牆背的擋土牆上的壓力。繼之，達金 (В. Ренкин) (1857) 研究了以傾斜平面為界的無限體的極限平衡，他引用關於滑動面的概念，以求得松散介質的極限狀態的條件，帕烏克爾 (Г. Е. Паукер) 曾將這些條件應用於評價地基的穩定性方面。以後，庫爾裘莫夫 (В. И. Курдюмов) (1889) 進行了一系列的地基極限強度的實驗，這些實驗明顯地指出平衡的破壞系由於松散介質沿着某種曲面的滑動而發生。

在崔托維奇 (Н. А. Цытович) 的著名教程中所詳細分析的關於極限平衡理論問題，是從兩個方向來進行新的研究。

第一個方向的目的在於建立極限平衡的簡化理論，使得能以最簡單的方法分析各種不同的問題。這一方向曾由別爾澤茨基 (С. И. Белзецк) (1914)、克列依 (Г. Крей) (1918)、格爾謝凡諾夫 (Н. М. Герсеванов) (1923)、普茲列夫斯基 (Н. П. Пузыревский) (1923) 和費連尼烏斯 (В. Фелениус) (1926) 等人應用某些最簡單形狀的滑動面的

假定——平的、稜柱形的或圓筒形的——而加以發展。

根据这种假定，將每個問題的研究簡化為只需探求所选形狀的滑动面的最不利位置，虽說沒有足够的根据，但常常能給出適當的結果。因此，普罗科弗耶夫 (И. П. Прокофьев) (1934) 和別祖霍夫 (Н. И. Безухов) (1934) 二位所進一步修訂过的、而以后更輔以方便圖表的簡化理論，迄今还頗为廣泛地使用着。

第二个方向是繼承着連金的理想，企圖作出極限平衡的嚴正理論，以使用此理論能够研究各种不同問題和尋求適當的滑动綫網。这理論首由克捷尔 (Ф. Кеттер) (1903) 研究，他採用平衡微分方程和每点的極限状态条件，已經組成松散介質極限平衡的方程組，而以后成功地从事於这一理論的研究工作。

普蘭特尔 (Л. Прандтль) (1920) 對於進一步發展这理論起着很大的影响，他已經提出並研究了關於塑性平衡的一系列問題，並且他首先採用具有異点和一束通过該点的直滑动綫的解答。以后列依斯涅尔 (Г. Рейснер) (1925) 和諾沃托尔采夫 (В. Н. Новоторцев) (1938) 把这些結果用於地基穩定性的某些特殊問題上，不过僅对無重量的松散介質而言，此时那怕只要有一簇滑动綫是直綫也好，同时解答具有緊縮形式。

卡尔曼 (Т. Карман) (1927) 和卡科 (А. Како) (1934) 是完全用另一种方法來研究理想松散介質極限平衡方程組的，他們在研究有重量填土对擋土牆的压力的某些特殊問題上已獲得成功，那时尙不可能作出簡單的解答。

但是，由於缺乏一般的方法，所有这些研究目前还不能取得在工程實踐中的廣泛应用。例如企圖以無重量松散介質的結果來用於有重量的地基的穩定性問題，就沒有得到特殊的成功，並且常常得到完全曲解的結果。

作者在这一領域內的最初著作 (1939)，目的在於建立一般方法，使得可能研究有重量的松散介質的基本問題，在这种情况下兩簇滑动

綫是曲綫而且解答已沒有緊縮形式。在著作中已提供出並研究了關於極限平衡各種不同的課題，並且廣泛地利用具有異點和一束通過該點的滑動曲綫的解答。其次又指出怎樣來考慮松散介質的不均質性、多層性和層狀的各向異性以及其他複雜的因素。不久以後在本書“松散介質靜力學”的第一版中將所得的結果完全綜合起來。

隨後，有很多各種不同的研究，為簡單起見，我們僅指出其中的某一些研究。首先，戈盧什克維奇(С. С. Голушкевич)(1948)作出了極限平衡方程積分的圖解法，根據該法繪作滑動綫網和特殊的極圖；他主要是在已往對無重量和有重量松散介質所分析的問題上來說明這個方法。其次，別列贊采夫(В. Г. Березанцев)(1948)對於在所謂完全極限狀態下的軸對稱極限平衡問題進行了研究；他作出可以研究各種不同問題的方法，並進行地基極限強度的若干試驗。以後，魯頻涅依特(К. В. Руппeneйт)(1950)將前面所建議的一般方法應用於黏結性介質極限平衡的一系列問題上，同時還發表了有價值的論斷。

作者在同一領域內的最近著作(1947—1953)的目的為：一方面在於建立可以同时研究黏結性介質極限平衡問題的一般方法，另一方面是探求可以足夠簡化地分析理想松散楔應力狀態的各種不同問題的方法。

所有這些研究成果，無論對所涉及問題之範圍的擴大方面，或者對所應用的方法的效率提高方面，都是極限平衡理論的巨大發展，這理論已成為松散介質靜力學中工程計算的可靠基礎。

固然，由於計算的某種複雜性和繁重性，現今對繪制滑動綫網還有着一定的困難。但是，借助於編制適當的圖表和確立各種近似的方法，這些困難已可大大地減少，或者甚至可以完全沒有。上述的簡化計算的可能性目前已開始在相當廣泛的範圍內實現。

極限平衡理論的進一步研究，必定要與實驗相配合，根據實驗不僅對松散介質平衡破壞的形狀可得到一般概念，而且也可得到一定的、足夠可靠的、定量的結果。當然，這種具有巨大意義的實驗的基

本目的，是在於檢驗理論結果和說明其結果的应用限度。

这本“松散介質靜力学”論文集的第二版，記述了平面極限平衡的理論並包含有適當問題的解答的一般方法。但是，本書的目的並非全部闡明所有屬於这方面的研究，很多这方面的研究已在其他文献中詳細分析过了，可直接去研讀它們。

第一章 松散介質的極限平衡

第一節 極限狀態條件與平衡方程

我們研究松散介質的某一點，並設想通過該點有一具有法綫 n 的任意微面。在該微面上作用着應力向量，該向量具有法向分量 σ_n 和切向分量 τ_n （圖 1）。

正如实驗所指出的[67]，在平衡破壞時，黏結性薄弱的松散介質沿着該微面的抗剪強度可能是一綫性關係。

$$|\tau_n| = \sigma_n \operatorname{tg} \rho + k,$$

因而，這個強度是由內摩擦力產生的阻力和黏聚力產生的阻力組成的。

常數 ρ 和 k 通常被稱為內摩擦角和黏聚力係數，但是也可以簡單地將其作為表征松散介質總抗剪強度的參數來加以研究。

我們稱沒有黏聚力($k=0$)的松散介質為理想松散體，而稱沒有內摩擦力($\rho=0$)的介質為理想黏結性體。這些介質均具有某些特征，在今後這些特征將被我們特別注意。

首先，我們來推導松散介質在其任何內點處可能平衡的基本條件。

顯然，如果

$$|\tau_n| \leq \sigma_n \operatorname{tg} \rho + k, \text{ 並且 } \sigma_n \geq -k \operatorname{ctg} \rho,$$

則沿着所研究的面將不會發生滑動。

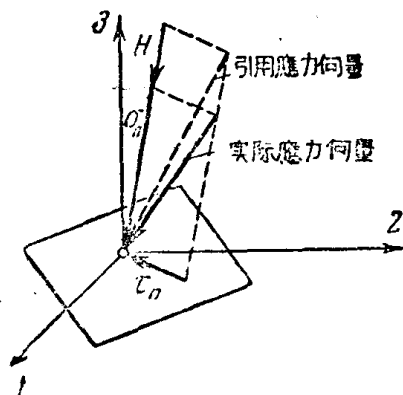


圖 1

系数

$$H = k \operatorname{ctg} \rho$$

是各方均等的極限抗拉强度，这系数在以后將廣泛地被应用。

除了具有法綫 n 的微面上的实际应力向量以外，研究所謂引用应力向量也是方便的，該向量有法向分量 $\sigma_n + H$ 和切向分量 τ_n 。

保証不發生滑动的不等式現今具有下列形式：

$$|\tau_n| \leq (\sigma_n + H) \operatorname{tg} \rho, \quad \text{並且} \quad \sigma_n \geq -H.$$

因此，在 H 不大的松散体中，只可能發生不大的法向拉应力，而在理想松散介質中，那时 $H = 0$ ，就只能有压缩法向应力。在这情况下，它們与固体物体有着重大的区别，后者 H 甚大，因而可能發生两种符号的大法向应力。

为了該点松散介質的平衡，在通过这点的任何微面上应当都滿足上述不等式，因而，

$$\max \{ |\tau_n| - (\sigma_n + H) \operatorname{tg} \rho \} \leq 0.$$

这时可能是两种不同状态，应当分別地來研究它們。對於

$$\max \{ |\tau_n| - (\sigma_n + H) \operatorname{tg} \rho \} < 0$$

的松散介質的状态权且不問，而對於

$$\max \{ |\tau_n| - (\sigma_n + H) \operatorname{tg} \rho \} = 0$$

时的状态進行詳細的研討，並称它为極限状态。

如果有些微面，其上的应力向量的法向分量 $\sigma_n = S$ 和切向分量的绝对值 $|\tau_n| = T$ 能滿足关系式

$$T = (S + H) \operatorname{tg} \rho,$$

那么这些微面叫做滑动微面。这种面总是有两个；它們通过某一主軸，並以相同的角度傾斜於其他主軸。

如果某一区的所有点均处于極限状态，則我們將称这整个区是处于極限状态。

在發生極限状态的区域中，可以作出具有下列性質的面，即此面每点的切向平面均与相应的滑动微面相重合。这种面形成非正交的兩

簇面系，我們稱這種面叫做滑動面。

因而，對於松散介質的極限平衡條件可作如下解釋，即在極限狀態時，切向應力的絕對值與作用在同一微面上法向應力的綫性函數間之最大差等於零：

$$\max \{ |\tau_n| - (\sigma_n + H) \operatorname{tg} \rho \} = 0, \quad (1.01)$$

並且對於理想松散介質 $k = H = 0$ ，而對於理想黏結性介質 $\rho = 0$ 。

由此得出，理想黏性介質的極限狀態條件是與著名的塑性條件相符合，該條件規定，在材料為塑性狀態時最大的切向應力保持一常數：

$$\max |\tau_n| = k.$$

今後將討論處在極限平衡中的松散介質的應力狀態。因此，將僅研究松散介質如下的這種區域，即在平衡沒有破壞和沒有呈現裂隙時就達到了極限狀態的那些區域。

現在我們來研究各向異性的松散介質，在該介質中沿着水平面的內摩擦角 $\bar{\rho}$ 和黏聚力系數 $\bar{k}$ 較之沿着其他平面的內摩擦角 ρ 和黏聚力系數 k 為小：

$$\bar{\rho} < \rho, \quad \bar{k} < k,$$

我們並稱這些介質為層狀松散介質。

顯然，如果

$$|\tau_n| \leq \sigma_n \operatorname{tg} \rho + k = (\sigma_n + H) \operatorname{tg} \rho$$

或者

$$|\tau_x| \leq \sigma_x \operatorname{tg} \bar{\rho} + \bar{k} = (\sigma_x + \bar{H}) \operatorname{tg} \bar{\rho},$$

則沿着通過這點並具有法綫 n 的任意微面將不會發生滑動，以上兩式要看該面是傾斜的或是水平的而定。

為了考慮該點中層狀松散介質的平衡，在通過該点的任何微面上均應滿足上述條件的第一個條件，因此，

$$\max \{ |\tau_n| - (\sigma_n + H) \operatorname{tg} \rho \} \leq 0, \quad |\tau_x| \leq (\sigma_x + \bar{H}) \operatorname{tg} \bar{\rho}.$$

這時可能發生三種不同的狀態，應當分別地加以研究，姑且將

$$\max\{|\tau_n| - (\sigma_n + H)\operatorname{tg} \rho\} < 0, \quad |\tau_x| < (\sigma_x + \bar{H})\operatorname{tg} \bar{\rho}$$

时的層狀松散介質的狀態不談，而來研究

$$\max\{|\tau_n| - (\sigma_n + H)\operatorname{tg} \rho\} = 0, \quad |\tau_x| \leq (\sigma_x + \bar{H})\operatorname{tg} \bar{\rho},$$

或者

$$\max\{|\tau_n| - (\sigma_n + H)\operatorname{tg} \rho\} \leq 0, \quad |\tau_x| = (\sigma_x + \bar{H})\operatorname{tg} \bar{\rho}$$

时的狀態；其中第一种狀態叫做普通極限狀態，而第二种叫做特殊極限狀態

在發生特殊極限狀態的區域中容易作出滑動面。它們將是水平的平面。

正如實驗所証明[22]，沿着具有較大黏結性的介質的一定微面上的抗剪強度可以用某種非綫性關係來表示，即

$$|\tau_n| = f(\sigma_n),$$

該關係在平衡破壞時發生，並且函數 f 代表介質的力學性質。

黏結性介質的極限平衡條件可作如下解釋：即在極限狀態時，切向應力的絕對值與作用在同一微面上法向應力的一定函數間的最大差等於零：

$$\max\{|\tau_n| - f(\sigma_n)\} = 0, \quad (1.02)$$

並且對於理想黏結性介質來說， $f = k$ 。

如果有些微面，其上應力向量的法向分量 $\sigma_n = S$ 和切向分量的絕對值 $|\tau_n| = T$ 能滿足關係式

$$T = f(S),$$

那麼這些微面依然叫做滑動微面。這種面有兩個；它們均通過某一根主軸，並以相同的角度傾斜於另二根主軸。

在轉變為極限狀態的區域中，可以作出非正交的兩簇滑動面系，其確定的方法與前述一樣。

○. 摩爾應力圖能給出物體某點應力狀態的明晰的幾何概念。在這圖上沿着橫軸截取應力向量的法向分量 σ_n ，而沿着縱軸截取切向分量的絕對值 $|\tau_n|$ 。由熟知的變換公式

$$\sigma_n = \sigma_1 l^2 + \sigma_2 m^2 + \sigma_3 n^2, \quad \sigma_n^2 + \tau_n^2 = \sigma_1^2 l^2 + \sigma_2^2 m^2 + \sigma_3^2 n^2,$$

[其中 l, m, n 是法綫 n 与主軸 1, 2, 3 (圖 1) 間夾角的方向余弦], 以及下述明顯的等式

$$l^2 + m^2 + n^2 = 1$$

就容易求得方向余弦的平方:

$$l^2 = \frac{(\sigma_n - \sigma_2)(\sigma_n - \sigma_3) + \tau_n^2}{(\sigma_1 - \sigma_2)(\sigma_1 - \sigma_3)},$$

$$m^2 = \frac{(\sigma_n - \sigma_3)(\sigma_n - \sigma_1) + \tau_n^2}{(\sigma_2 - \sigma_3)(\sigma_2 - \sigma_1)},$$

$$n^2 = \frac{(\sigma_n - \sigma_1)(\sigma_n - \sigma_2) + \tau_n^2}{(\sigma_3 - \sigma_1)(\sigma_3 - \sigma_2)}.$$

因为左边部分是正的, 而 $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$, 所以应当滿足下列不等式:

$$(\sigma_n - \sigma_2)(\sigma_n - \sigma_3) + \tau_n^2 \geq 0,$$

$$(\sigma_n - \sigma_3)(\sigma_n - \sigma_1) + \tau_n^2 \leq 0,$$

$$(\sigma_n - \sigma_1)(\sigma_n - \sigma_2) + \tau_n^2 \geq 0,$$

上列諸式在簡單变换之后可具有下列形式:

$$\left[\sigma_n - \frac{1}{2}(\sigma_2 + \sigma_3) \right]^2 + \tau_n^2 \geq \frac{1}{4}(\sigma_2 - \sigma_3)^2,$$

$$\left[\sigma_n - \frac{1}{2}(\sigma_3 + \sigma_1) \right]^2 + \tau_n^2 \leq \frac{1}{4}(\sigma_3 - \sigma_1)^2,$$

$$\left[\sigma_n - \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2) \right]^2 + \tau_n^2 \geq \frac{1}{4}(\sigma_1 - \sigma_2)^2.$$

顯然, 用坐标 $\sigma_n, |\tau_n|$ 所定出的、表示該微面上应力向量的所有点均位於圖 2 影陰部分的曲綫三角形 PQR 中。

圍成这三角形的三个圓周表示通过某一主軸的那些微面上的应力

向量。圓周與 σ_n 軸各交於 P, Q, R 點，三點之橫坐標為 $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ ，圓周之半徑各為：

$$\frac{1}{2}(\sigma_2 - \sigma_3), \quad \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3),$$

$$\frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_2).$$

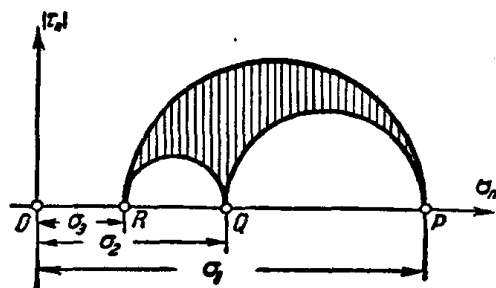


圖 2

當加上附加的各向拉力時，圓周的半徑並不改變，整個圖形僅沿着 σ_n 軸移動而已。

利用應力圖，松散介質的極限狀態(1.01)可以很明顯地在變數 σ_n 和 $|\tau_n|$ 的平面上表示出來。條件

$$T = S \operatorname{tg} \rho + k = (S + H) \operatorname{tg} \rho$$

在這圖上以直線的形式示出，該直線是所有大的主應力半圓的包絡綫，並取名為極限直綫。對於理想松散介質 $k = H = 0$ 而言，這直綫通過坐標的原點，而對於理想黏結性介質 $\rho = 0$ 而言，它與橫軸相平行。松散介質的可能極限狀態之一如圖3所示。

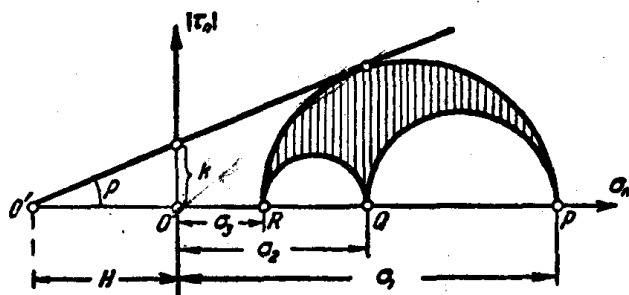


圖 3

用類似的方法，黏結性介質的極限狀態(1.02)可以明顯地在變數 σ_n 和 $|\tau_n|$ 的同一平面上表示出來。條件

$$T = f(S)$$