

ОБРАЗОВАНИЕ ГАЗОВОГО ПОРОВОГО ДАВЛЕНИЯ ВО ВРЕМЯ СКАЛЬНЫХ ОПОЛЗНЕЙ¹

Проф., докт. наук ПЬЕР АБИБ²

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА К ПЕРЕВОДУ

Энергия, участвующая в геологических деформациях, огромна. На очень больших скальных обвалах она достигает порядка величины ядерных взрывов; выделение тепла и света должно происходить на поверхности скольжения,—месте преимущественного рассеяния энергии. Эти размышления следуют из термодинамического характера настоящего исследования. Я счастлив, что имею возможность представить свою работу читателям сборников «Проблемы геомеханики» как небольшое возмещение за интересную информацию, которую они мне представляют.

П. Абиб

Реферат. При соскальзывании массы породы местное нагревание поверхности скольжения превращает поровую воду в пар, если поверхность обрушения достаточно глубока. В первом приближении возможно рассчитать критическое перемещение масс, необходимое для создания пара в зоне скольжения. Второе приближение дает соотношение между критическим смещением и скоростью сдвигающего смещения.

Несмотря на то, что скорость оползания скальных масс в основном бывает высокой, она остается ниже 10 км в час. В случае некоторых крупных оползней, как например, оползня, вызвавшего катастрофу в Вайон (Selli & Trevisan, 1964; Ciabetti, 1964), или оползня, вызвавшего обрушение горы Аскуаран (Pautre et al., 1974), наблюдались необыкновенно высокие скорости. Скемптон утверждал, что при оползнях в Вайон развивалось остаточное сопротивление сдвигу (Skempton, 1966), однако и в этом случае сопротивление сдвигу остается все еще слишком высоким; скорость 300 км/час может иметь место при нулевом трении. Мюллер (1967) был вынужден допустить действие тиксотропных явлений. Менцл полагал, что поскольку поверхность скольжения не была круглоцилиндрической, то кинематика требовала открытия трещин; если эти трещины были заполнены водой, то должно было развиться избыточное поровое давление (Menzel, 1966). Разработанный нами здесь термодинамический процесс показывает совершенно иной механизм—развитие газового давления вдоль поверхности скольжения.

Когда большая масса скальной породы соскальзывает по структурной поверхности, работа гравитационных сил рассеивается по поверхности скольжения и возникает тепло. Если скорость сдвига дела-

¹ P. Habib, Production of gaseous pore pressure during rock slide, *Rock Mechanics*, 1975, v. 7, p. 193—197. Перевод с английского проф. Г. И. Тер-Степаняна.

² Директор Лаборатории механики твердых тел Политехнической школы. Париж, Франция; быв. президент Международного общества механики скальных пород.

ется достаточно большой, освобождаемое тепло может переводить воду, содержащуюся в породе, в пар, создавая паровую подушку, которая поддерживает скольжение массы и создает смазку при движении. Если поверхность скольжения достаточно глубокая и плоская, скальная масса может быть по существу жестким телом, полностью поддерживаемым давлением газа, поскольку пар образуется, в частности, на выступающих точках контакта (шероховатости, местные искривления поверхности скольжения и др.). Коэффициент трения остается постоянным, и сопротивление сдвигу уменьшается вследствие уменьшения эффективного нормального напряжения. При нулевом трении скальный оползень может благодаря своей кинетической энергии приобрести большую скорость и даже взобраться на противоположную сторону долины или на холм.

Предлагаемый механизм не только объясняет скорость движения: он показывает, как медленное движение может перейти в катастрофическое оползание. Некоторые расчеты этого рода были выполнены Джеффрисом для оценки повышения температуры в сбросах во время землетрясений (Jeffreys, 1952). Действительно, трение порождает тепло при каждом движении, и мы знаем, что энергия скального оползня может достигать порядка величины небольшого землетрясения.

Энергия, рассеиваемая в поверхности скольжения

Угол падения поверхности скольжения скального оползня равен α и глубина ее z . Для смещения dl , параллельного этой поверхности, потеря работы на трение, выраженное в единице тепла dQ , на единицу поверхности составит

$$dQ = (1/J) \rho g z \sin \alpha \cos \alpha \, dl, \quad (1)$$

где J — механический эквивалент теплоты и $\rho g z$ — мертвый вес скальных масс (тем самым принимается, что на фактическом смещении dl не приобретается кинетической энергии).

Но в действительности поверхность скольжения представляет собой пластическую зону, толщина e которой очень мала. Если материал в этой зоне водонасыщен и имеет пористость n , удельную теплотемкость c , то повышение температуры $d\theta$ пластического слоя, внутри которого поглощается работа скольжения, равно

$$d\theta = dQ/e (\rho c + n). \quad (2)$$

Вода превращается в пар, когда в зоне скольжения достигается критическая температура, соответствующая давлению воды. Если же вода течет параллельно склону (пессимистическое допущение), давление воды равно $p = g z \cos^2 \alpha$. Температура кипения воды определяется формулой Дюперрея $p = (\theta/100)^4 \cdot 10^2$ кПа.

Можно предположить существование такого критического смещения L , превышение которого вызовет образование пара, если только нет течения воды из зоны скольжения. Выделение пара при смещении большем, чем L , вызовет уменьшение эффективных напряжений и сопротивления сдвигу.

В качестве примера произведен расчет при следующих значениях, приемлемых для оползня Вайон: $\rho = 2,5 \text{ г/см}^3$, $z = 100 \text{ м}$, $\alpha = 35^\circ$, $e = 0,5 \text{ см}$, $c = 0,2 \text{ кал/г}$, $n = 0,1$, $\theta_0 = 10^\circ \text{C}$, $\theta_c = 100\sqrt[4]{7} - 10 = 150^\circ \text{C}$. Это дает

$$L = \frac{J \cdot 150 \cdot e (\rho c + n)}{\rho g z \sin \alpha \cos \alpha} \approx 160 \text{ см}. \quad (3)$$

Если внезапное приращение сдвигающего смещения будет больше, чем 1,6 м, при отсутствии какой-либо потери тепла, то увеличения температуры пластической зоны будет достаточно для возникновения катастрофического состояния.

Влияние скорости

Действительно, вышеприведенное допущение не принимает в расчет потери тепла на теплопроводность и не рассматривает скорость как параметр явления. Поэтому величина L минимальна. С другой стороны, L пропорциональна толщине пластической зоны, величину которой мы не знаем. Допустим, что сдвиг происходит по единственной плоскости с потерей тепла в обе стороны поверхности от скольжения. Это классическая задача, решение которой может быть найдено (Carslaw & Jaeger, 1950). Общее решение позволяет рассчитать температуру в каждой точке как функцию времени

$$\theta(x, t) = \frac{2q_0}{\lambda} \sqrt{\chi t} \operatorname{ierf} c \frac{x}{2\sqrt{\chi t}}, \quad (4)$$

где x — расстояние до плоскости скольжения, откуда возникает тепловой поток q_0 , λ — теплопроводность и $\chi = \lambda/\rho c$ — диффузность. Это уравнение показывает, что температурный градиент $d\theta/dx$ мал для малых значений x , например, когда x имеет порядок величины толщины e (и во время приемлемых значений времени t).

Поток q_0 является функцией скорости v . При тех же численных допущениях, как и выше, получаем:

$$q_0 \text{ кал/с} = \frac{1}{2} \frac{dQ}{dt} = \frac{1}{2} 0,28v \text{ см/с}, \quad (5)$$

где вводится коэффициент $1/2$ вследствие того, что рассеяние тепла происходит в обе стороны от поверхности скольжения.

Рассмотрим теперь температуру плоскости скольжения как функцию времени. Вариация параболическая

$$\theta(0, t) = (2q_0/\lambda) \sqrt{\chi t} \operatorname{ierf}(0), \quad (6)$$

где $\lambda = 2 \cdot 10^{-3}$ кал/сек $^\circ$ С см и $\chi = 4 \cdot 10^{-3}$; поскольку интеграл вероятности ошибки функции $\operatorname{ierf}(0) = 0,564$, имеем $\theta(0, t) \approx 5 v \sqrt{t}$.

Для принятых выше различных значений приращение температуры 150° было получено после критического перемещения L_c , найденного как функция скорости, т.е. по истечении критического времени t_c . Можно написать $150 = 5 v \sqrt{t}$; $t_c = 900 v^2$ и $L_c = 900/v$. Некоторые примеры связи скорости с критической длиной и критическим временем даны в таблице.

Критическая длина, м Կրիտիկական երկարություն մ.-ով	Критическое время Կրիտիկական ժամանակ	Скорость, см/сек Արագություն սմ/վրկ.
1,60	29 сек վրկ.	5,6
9	15 мин րոպե	1
36	4 час ժամ	0,25

Первая скорость очень высока для оползня, но она несравнима с предельной катастрофической скоростью, измеренной на оползне Вайон (30 м/сек). Вторая критическая длина находится между 4 и 10 м — приемлемая величина по полевым наблюдениям до события (Selli & Trevisan, 1962). Третье критическое время является возможной величиной протекшего времени между последним полевым измерением и началом катастрофы.

Эти расчеты показывают, что внезапный скальный оползень может произойти весьма быстро. Заметим, что численные значения были выбраны в сторону запаса. Например, поровое давление может быть меньше, чем $gz \cos^2 \alpha$, если уровень грунтовых вод далек от поверхности склона, и это дает меньшее θ_c . Для оползня Вайон максимальная глубина вдвое больше тех средних значений, которые были приняты здесь при расчете. Кроме того, возможно, произошла местная концентрация напряжений на плоскости скольжения, способная создать более интенсивный тепловой поток таким образом, чтобы начало ускоренного движения сделалось возможным для скоростей сдвигаемых смещений, более низких, чем те, которые приведены в таблице.

Закключение

Предполагается, что рассмотренный здесь механизм местного нагрева плоскости скольжения происходит в непроницаемом геологическом пласте, в котором поровое давление не могло рассеиваться вследствие удаления пара через проницаемый материал в течение критического времени. Возможно, этот механизм объясняет некоторые большие геологические перемещения, когда огромные, совершенно ненарушенные массы, так сказать, километрового размера были найдены на большом расстоянии от начальной точки (Goguel & Paschoud, 1972). Для такого движения необходима очень глубокая поверхность скольжения, чтобы допустить большое количество работы для образования большого количества тепла. Это может объяснить, почему тепловые явления были изучены только в связи с землетрясениями и не привлекались для анализа скальных оползней объемом в сотни тысяч кубических метров. Расчет показывает, что очень трудно контролировать движение оползня, так как он может быстро перейти в катастрофическое движение вследствие неустойчивости процесса парообразования.

ԺԱՅՌԱՅԻՆ ՍՈՂԱՆՔՆԵՐԻ ԴԵՊՔԵՐՈՒՄ ԳԱՋԱՅԻՆ ԾԱԿՈՏԿԵՆԱՅԻՆ ՃՆՇՄԱՆ ԱՌԱՋԱՅՈՒՄԸ¹

Պրոֆեսոր, գիտությունների դոկտոր Պիեռ Աբիբ²

ԹԱԴԿՄԱՆՈՒԹՅԱՆ ԱՌԱՋԱԲԱՆԸ ԶԵՂԻՆԱԿԻ

Ներկայացված առաջին համաժողովում և հետագայում հանձնարված է: Շատ մեծ ժայռային փլուզումներում այն հասնում է միջուկային պայթյունների կարգի. շեմային և լույսը ծագում են սահեցման մակերևույթում՝ էներգիայի ցրման տեղում: Այս դատողությունները բխում են ներկա հետազոտության թերմոդինամիկ բնույթից: Ես երջանիկ եմ, որ այսօր հնարավորություն ունեմ ներկայացնելու իմ աշխատությունը, «Գեոմեխանիկայի պրոբլեմները» ժողովածուի ընթերցողներին, որպես մի փոքր փոխառություն այն հետաքրքիր տեղեկությունների, որ նրանք ներկայացնում են ինձ:

Պ. Աբիբ

ՌԵՖԵՐԱՏ. Ապարի դանդաղի սահեցման դեպքում, երբ փլուզման մակերևույթը բավականին խորն է, սահեցման մակերևույթի տեղային տարացումը ծաղոտկենային շուրջ վերա-

¹ P. Habib, Production of gaseous pore pressure during rock slide, Rock Mechanics 1975, v. 7, pp. 193—197. Ռուսերենից թարգմանեց Սվետլանա Սիմոնյանը:

² Պոլիտեխնիկական դպրոցի պինդ մարմինների մեխանիկայի լաբորատորիայի ղեկավար, Փարիզ, Ֆրանսիա: Ժայռային ապարների մեխանիկայի միջազգային ընկերության նախկին պրեզիդենտ:

ծում է գոլորշու Առաջին մոտավորությամբ հնարավոր է հաշվել դանդաժի այն կրիտիկական տեղաշարժը, որն անհրաժեշտ է սահնցման գոտում գոլորշու սահղծման համար: Երկրորդ մոտավորությունը տալիս է կրիտիկական տեղաշարժի և տեղաշարժի արագության հարաբերությունը:

Սողանքների մեծ մասի դեպքում ժայռային դանդաժների արագությունը ընկած է բարձր է, բայց մնում է 10 կմ/մսմ-ից ցածր: Մի քանի շատ խոշոր սողանքների դեպքում, ինչպես, օրինակ, Վալոնի աղետն առաջացնող սողանքը (Selli & Trevisan, 1964; Ciabetti, 1964) կամ Ասկուարյան լեռան փուլումը (Pautre et al., 1974). դիտվել են անսովոր բարձր արագություններ: Սկեմպտոնը հաստատում է, որ Վալոնի սողանքում զարգացել է սահնի մնացորդային դիմադրություն (Skempton, 1966), շնայած դեռ սահնի դիմադրությունը մնում է շատ բարձր: 300 կմ/մսմ արագության բացատրման համար անհրաժեշտ է դրոյական շփում: Մյուս լեռը ստիպված էր ընդունել տիկոտորոպային երևւթյի վարկածը (Մյուլլեր, 1967): Ենկելով այն բանից, որ սահնցման մակերևութը կտրագլանային չէր, Մենցլը ենթադրում է, որ կինեմատիկան պահանջում է ճեղքերի առաջացում: Եթե այդ ճեղքվածքները լինեին չորով լցված, ապա կառաջանար ավելցուկային ծակոտեղենային ճնշում (Mencl, 1966): Այստեղ մեր կողմից մշակված թերմոդինամիկական ընթացքը ցույց է տալիս բոլորովին ուրիշ մեխանիզմ՝ գաղային ճնշման զարգացում սահնցման մակերևութի երկայնքով:

Երբ ժայռային ապարի մեծ զանգվածը սահում է ստրուկտուրային մակերևութով, դրա վիտալիտն ուժերի աշխատանքը ցրվում է սահնցման մակերևութով և առաջանում է ջերմություն: Եթե սահնի արագությունը բավականաչափ մեծանում է, ապա ազատված ջերմությունը կարող է աղարում պարունակվող ջուրը վերածել չողորշու, առաջացնելով զանգվածի սահնցմանը նպաստող, շարժման համար քսուր հանդիսացող գոլորշու բարձ: Եթե սահնցման մակերևութը բավականին խորն է և հարթ, ապա ժայռային զանգվածը կարող է, ըստ էության, լինել զաղի ճնշումով լրովին ենթադաշվող կոշտ մարմին, քանի որ գոլորշին առաջանում է մասնավորապես հոսման կետերի կուտակում (խորգոլորշու լրվածներ, սահնցման մակերևութի տեղային ծոռմներ և այլն): Եթե ման գործակիցը մնում է հաստատուն և սահնի դիմադրությունը փոքրանում է էֆֆեկտիվ նորմալ լարման փոքրացման հետևանքով: Զրոյական շփման դեպքում ժայռային սողանքը իր կինեմատիկ էներգիայի շնորհիվ կարող է ձևը բերել մեծ արագություն և նույնիսկ բարձրանալ հովտի հակառակ կողմը կամ բլրի վրա:

Առաջարկված մեխանիզմը ոչ միայն ի վիճակի է բացատրել շարժման արագությունը, այլև ցույց տալ, թե ինչ ձևով դանդաղ շարժումը կարող է վերածվել աղետալի սողանքի: Այդ կարգի հաշվարկներ կատարել է Ջեֆրեյսը երկրաշարժի ժամանակ նստվածքներում ջերմաստիճանի բարձրացումը զնահատելու համար (Jeffreys, 1952): Իրոք, յուրաքանչյուր շարժման դեպքում շփման առաջացում է ջերմություն, և մենք դիտենք, որ ժայռային սողանքի էներգիան կարող է հասնել փոքր երկրաշարժի մեծության կարգի:

Սահնցման մակերևութում ցրվող էներգիան: Ժայռային սողանքի սահնցման անկման անկյունը հավասար է α , իսկ նրա խորությունը z : Այդ մակերևութի զուգահեռ ձև տեղաշարժման համար շփման վրա ծախսված dQ աշխատանքը, արտահայտված ջերմության միավորներով մակերևութի միավորի վրա կարտահայտվի (Բնձ. 1)-ով³, որտեղ J — ջերմության մեխանիկական համարժեքն է, $p = gz \cos \alpha$ — ժայռային զանգվածի մնայալ կշիռը (այսպիսով ընդունվում է, որ ձև փաստական տեղաշարժը կինեմատիկ էներգիայի աճ չի առաջացնում): Բայց իրականում սահնցման մակերևութին իրենից ներկայացնում է ոչստատիկ դռի, որի e հատուկությունը շատ փոքր է: Եթե այդ դռում նյութը չբահագեցված է և ունի n ծակոտեղենություն ու տեսակարար c ջերմունակություն, ապա սահնցման աշխատանքը կլանող շերտի ջերմաստիճանի $d\theta$ բարձրացումը կարտահայտվի (2) բանաձևով:

Չորը վերածվում է գոլորշու, երբ սահնցման դռում հասնում է իր ճնշմանը համապատասխանող կրիտիկական ջերմաստիճանին: Եթե ջուրը հոսում է լանջին զուգահեռ (հոսեռետական ենթադրություն), ջրի ճնշումը կլինի $p = gz \cos \alpha$: Եթե մնային սահնցման գոտուց ջրի հոսք չկա, կարելի է ենթադրել, որ գոլորշուն ունի մի այնպիսի կրիտիկական L տեղաշարժ, որից մեծ տեղաշարժն առաջ կրերի գոլորշիացում: L -ից մեծ տեղաշարժի դեպքում գոլորշու անջատումը կառաջացնի էֆֆեկտիվ լարման և սահնի դիմադրության նվազում:

³ Բանաձևերը և աղյուսակը տե՛ս էջ 24—25:

Որպես օրինակ բերված է Վայոնի սողանքի հաշվարկը համապատասխան հետևյալ բնորոշների արժեքներին $\rho=2,5\text{գ/սմ}^3$, $z=100\text{ մ}$, $\alpha=33^\circ$, $e=0,5\text{ սմ}$ և $c=0,2\text{ կալ/գ}$, $n=0,1$, $\theta_0=10^\circ\text{C}$, $\theta_c=100^\circ\sqrt{7}-10=130^\circ\text{C}$ ։

Այստեղից ստացվում է բնձ. 3-ը, Ջերմության որևէ կորուստի բացակայության դեպքում, եթե տեղաշարժման հանկարծակի աճը լինի $1,6\text{ մետրից}$ ավելի, պլաստիկ զոտում շերտաստիճանի աճը բավական կլինի աղետալի վիճակի ստեղծման համար։

Արագության ազդեցությունը։ Իրոք, վերը բերված ենթադրությունը հաշվի չի առնում շերտահաղորդականության վրա շերմության կորուստը և արագությունը չի դիտում որպես երևույթը բնութագրող մեծություն։ Հետևաբար, L մեծությունը նվազագույնն է։ Մյուս կողմից L -ը համեմատական է պլաստիկ զոտու հաստությանը, որի մեծությունը մենք չգիտենք, ենթադրենք սահմանը տեղի է ունենում եղանի հարթությունում սահեցման էրկու կողմերով շերմության կորուստով։ Այս դասական խնդրի լուծումը կարելի է գտնել, օրինակ, Կարսլաուայի և Էգերի մոտ (Carslaw & Jaeger, 1950)։ Ընդհանուր լուծումը թույլ է տալիս հաշվարկել յուրաքանչյուր կետում շերմաստիճանը, որպես ժամանակի ֆունկցիա (բնձ. 4), որտեղ X -ը հեռավորությունն է սահեցման մակերևույթից, որից առաջանում է շերմության զօ հոսքը, λ շերտահաղորդականությունը, $\chi = \lambda/\rho c$ դիֆուզիայիությունը։ Այս հավասարումը ցույց է տալիս, որ $d\theta/dX$ շերմային զրադիենտը փոքր է X -ի փոքր արժեքների համար, օրինակ, երբ X ունի e հաստության կարգի մեծություն (ժամանակի t ընդունելի արժեքների դեպքում)։ զօ հոսքը կախված է v արագությունից։ Նույն թվային մեծությունների համար ինչպես և վերևում ստանում ենք (բն. 5)-ը, որտեղ θ մտնում է $1/2$ զործակիցը, բանի որ շերմությունը ցրվում է սահեցման մակերևույթի երկու կողմերով։

Այժմ դիտարկենք սահեցման մակերևույթի շերմաստիճանը որպես ժամանակի ֆունկցիա։ Վարիացիան պարարդային է (բնձ. 6), որտեղ $\lambda=2 \cdot 10^{-3}$ կալ/վրկ $^\circ\text{C}$ և $\chi=4 \cdot 10^{-3}$ բանի որ ֆունկցիայի սխալի հավանականության ինտեգրալը $\text{ierf}(0)=0,564$ ունենք $\theta(0,t) \approx 5 v \sqrt{t}$ ։ Վերև ընդունված տարբեր արժեքների դեպքում շերմաստիճանի աճը մինչև 150° ստացված է L_c կրիտիկական տեղաշարժից հետո, որը հաշվարկված է որպես արագության ֆունկցիա, այսինքն՝ կրիտիկական ժամանակի անցնելուց հետո։ Կարելի է գրել $150=5 v \sqrt{t_c}$, $t_c=900 v^2$ և $L_c=900 v$ ։ Արագության, կրիտիկական երկարության և կրիտիկական ժամանակի միջև կապի մի բանի օրինակներ բերված են աղյուսակում։

Առաջին արագությունը շատ բարձր է սողանքի համար, բայց չի կարելի համեմատել այն 30 մ/վրկ արագության հետ, որ հաստատված է Վայոնի սողանքի ժամանակ։ Երկրորդ կրիտիկական երկարությունը $4-10\text{ մետրի}$ միջև է, որն ընդունելի մեծություն էր դաշտային գիտումներում մինչև դեպքը (Salli & Trevisan, 1962)։ Երրորդ կրիտիկական ժամանակը վերջին դաշտային չափումների և աղետի սկզբի միջև ընկած ժամանակամիջոցի հնարավոր մեծությունն է։ Այս հաշվարկները ցույց են տալիս, որ հանկարծակի ժայռային սողանքը կարող է տեղի ունենալ խիստ արագ՝ նշենք, որ թվային արժեքների ընտրված էին պաշարով։ Օրինակ, ծակուկենային ճնշումը կարող է փոքր լինել, բան $g z \cos^2 \alpha$, եթե գետնաջրերի մակարդակը հեռու է լանջի մակերևույթից և այդ կտա ավելի փոքր θ_c ։ Վայոնի սողանքի համար մեծագույն խորությունը երկու անգամ մեծ է այն միջին արժեքից, որ ընդունված էր հաշվարկում։ Բացի դրանից, հնարավոր է, որ տեղի է ունեցել սահեցման մակերևույթի վրա լարումների տեղային կենտրոնացում, որն ընդունակ է ստեղծելու ավելի ինտենսիվ շերմային հոսք, և այդպիսով արագացված տեղաշարժի սկիզբ դառնալը հնարավոր կլինի ավելի ցածր տեղաշարժման արագությունների ժամանակ, քան բերված են աղյուսակում։

Եզրակացություն։ Ենթադրվում է, որ այստեղ դիտարկվող սահեցման մակերևույթի տեղային տարացումը տեղի է ունենում անթափանցելի երկրաբանական շերտում, որտեղ ծակուկենային ճնշումը չէր կարող ցրվել կրիտիկական ժամանակամիջոցում թափանցիկ նյութով զուրկու հեռացման հետևանքով։ Հնարավոր է, որ այդ մեխանիզմը բացատրում է որոշ մեծ երկրաբանական տեղաշարժեր, երբ հսկայական, խախտումից բոլորովին գերծ մնացած զանգվածներ, այսպես ասած, կիլոմետրային չափերի, հայտնաբերվել են սկզբնական կետից մեծ հեռավորության վրա (Goguel, & Pachoud, 1972)։ Այսպիսի շարժման համար պետք է ունենալ շատ խոր մակերևութային սահեցում, որպեսզի կատարվի մեծ քանակությամբ շերմության վերածվող աշխատանք։ Սրանով կարելի է բացատրել, թե ինչու շերմային երևույթներն ուսումնասիրվեցին միայն երկրաշարժերի հետ կապված և չեղարկվեցին հարյուր-հազարավոր խորանարդ մետր ծավալով ժայռային սողանքների վերլուծման համար։ Հաշվարկը ցույց է տալիս,

որ շատ դժվար է հսկել սողանքի շարժումը, քանի որ այն կարող է արագ վերածվել աղետալի շարժման՝ գոլորշիացման ընթացքի անկաշիտնության հետևանքով:

PRODUCTION OF GASEOUS PORE PRESSURE DURING ROCK SLIDES¹

PIERRE HABIB, Prof., Dr. Sc.²

AUTHOR'S PREFACE TO TRANSLATIONS INTO ARMENIAN AND RUSSIAN

L'énergie mise en jeu dans les déformations géologiques est énorme. Dans un très grand effondrement rocheux, elle est de l'ordre de grandeur de celle d'une explosion nucléaire: des dégagements de chaleur et de lumière doivent donc se produire dans les surfaces de glissement, lieux privilégiés de la dissipation de l'énergie. Ces réflexions sont à l'origine du caractère thermodynamique de la présente étude. Je suis heureux d' pouvoir aujourd'hui présenter ce travail aux Lecteurs de la Revue „Problems of Geomechanics“ comme une petite contrepartie des informations intéressantes qu'elle m'a apportées.

P. HABIB

ԳԻՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ — ЛИТЕРАТУРА — REFERENCES

- Мюллер Л., 1967. Оползень в долине Вайон. Сб. «Проблемы инженерной геологии», 4: 74—141.
- Carlsaw & Jaeger., 1950. Conduction of heat in solids. Clarendon Press.
- Giabetti M., 1964. La dinamica della frana del Vaiont. Giornale di Geologia, 32(1): 139—154.
- CJoguel J. & Pachoud, 1972. Géologie et dynamique de l'écroulement du Mont Granier Bull. BRGM, sec. III, No. 1, Orléans.
- Habib P., 1967. Sur une mode de glissement des massifs rocheux. C.R.Ac. Sc., Paris 264: 151—153.
- effreys H., 1952. The Earth. Cambridge Univ. Press. pp. 339—341.
- Menci V., 1966. Mechanics of landslides with non-circular slip surfaces with special reference to the Vaiont slide. Géotechnique 16(4):329—337.
- Pautre A., Sabarly & Schneider, 1974. L'effet d'échelle dans les écroulement de falaise. C.R. 3ème Congrès ISRM, Denver. v. II—B, p. 859.
- Selli R., & Trevisan, 1964. Caratteri e interpretazione della frana del Vaiont. Giornale di geologia, 32(1):8—68.
- Skempton A. W., 1966. Bedding-plane slip, residual strength and the Vaiont Landslide. Géotechnique 16(1):82—84.

¹ Published in the Journal „Rock Mechanics“, v. 7. 1975, p. 193—197.

² Directeur, Laboratoire de Mécanique des Solids de l'Ecole Polytechnique, Paris, France; Ex-Président, International Society of Rock Mechanics.