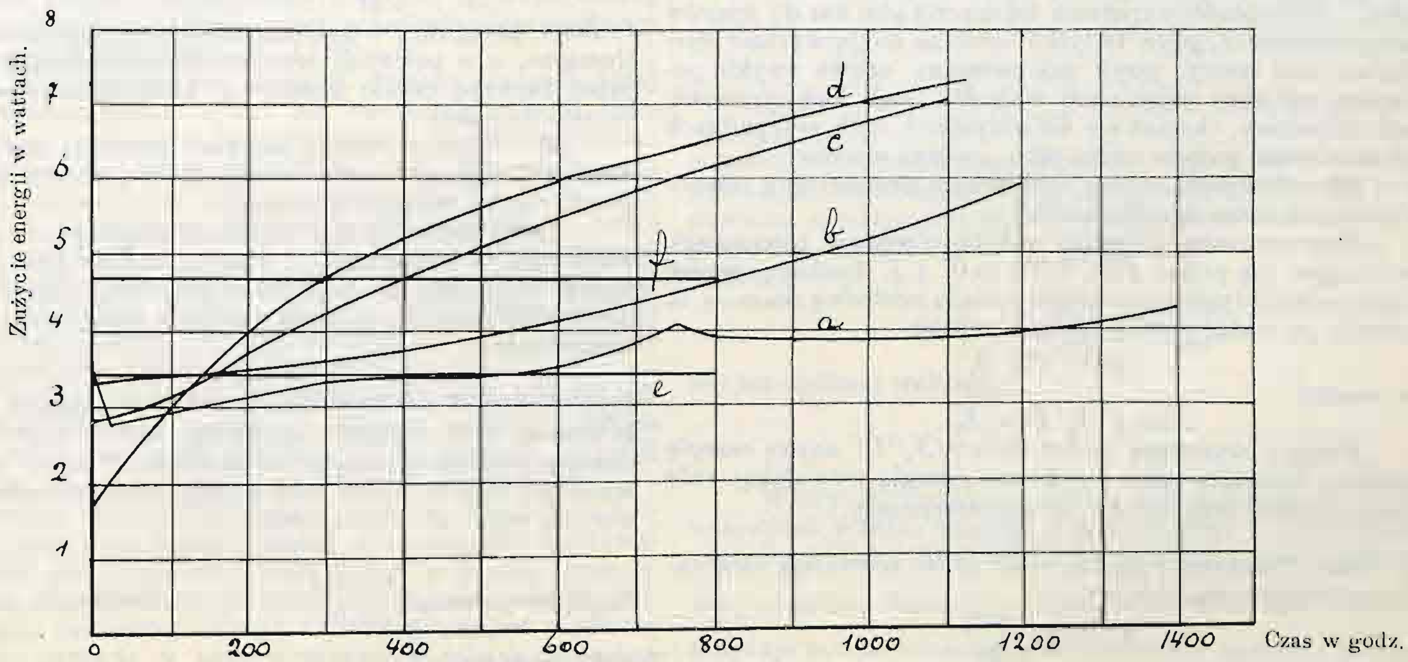
Widzimy z nich przedewszystkiem, że lampy tak zwane oszczędnościowe, nizkowattowe, są takiemi tylko w ciągu kilkunastu pierwszych godzin, i stosując do nich słuszne wymaganie, aby lampy były wymieniane wówczas, gdy siła światła spadnie o 20%, musielibyśmy zamieniać lampy 1,72-wattowe już po 25 godzinach, a 2,76-wattowe po 110 godzinach. Taka jest więc praktyczna trwałość tych lamp; w interesie zaś rozwoju przemysłu elektrotechnicznego jest stawianie wymagania zamiany lamp po utracie 20% początkowej siły światła, siębiorców o dostarczenie dobrego światła; w znacznej części tej okoliczności trzeba przypisać fakt, że Ameryka tak bardzo wyprzedziła stary świat pod względem oświetlenia żarowego. Przy tym warunku jednak trudno byłoby używać lamp nizkowattowych i zmieniać je co 25 lub 100 godzin i zresztą, pomijając już związany z tem przy większych instalacyach znaczny kłopot, tak częsta zmiana lamp nie opłacałaby się nawet przy najwyższych cenach prądu. Dlatego też przeważnie, stawiając za warunek zmniejszenie się siły świa-

Krzywe charakterystyczne żarówki węglowej.



Krzywa a: Oszczędność lampki 3,44-wattowej
„ b: „ „ 3,32 „
„ c: „ „ 2,76 „
„ d: „ „ 1,72 „
} w zależności od czasu.

Linia e: Przeciętna oszczędność lampki 3,44-wattowej
„ f: „ „ „ 1,72 „
} w ciągu 800 godzin.

Rys. 4.

gdyż w przeciwnym razie konsument otrzymuje złe światło i woli przejść do gazu, który dostarcza mu stale pewną żądaną ilość światła. Dlatego też w Ameryce coraz bardziej rozpowszechnia się przekonanie, że żarówka jest częścią aparatów i urządzeń instalacyi świetlnej, i dbałość o zamianę w swoim czasie starej lampy na nową musi być pozostawiona firmie, dostarczającej energii, nie zaś konsumentom, gdyż ci starać się będą zawsze możliwie długo używać swoich lamp i w ten sposób unicestwią wszelkie starania przedtła nie więcej niż o 20%, możemy używać tylko żarówek wysokowattowych (3,2—3,5 w./św.), których praktyczna trwałość dochodzi do 800 godzin. Stałe dążenie do podniesienia napięcia w sieci dla zaoszczędzenia kosztu przewodników doprowadziło do fabrykacyi żarówek 220 v., o których twierdzono początkowo, że nie ustępują one w dobroci 110—120-voltowym; szczegółowe jednak badania nie potwierdziły tej opinii.

(C. d. n.) *E. Potempski*, inż.

Podstawy energetyki.

Napisał **H. Czopowski**, inż.

(Ciąg dalszy do str. 387 w № 33 r. b.).

50. Przeprowadźmy obecnie analogię pomiędzy równaniem przesunięcia równowagi w przykładzie wyżej przytoczonym na energię ruchu i równaniem wyrażającem przebieg wyładowania butelki lejdejskiej (wogóle naładowanego kondensatora).

Równanie przesunięcia równowagi energii ruchu przedstawiło się nam w postaci:

$$\Sigma N'' \cos (\nu_x - \varphi) = m \, . \, p,$$

równanie zaś przesunięcia równowagi elektrycznej przedstawia się w postaci:

$$\frac{Q}{C} = -L \frac{d^2 Q}{dt^2},$$

gdzie Q oznacza ładunek (ilość energii) kondensatora, C zaś pojemność tegoż kondensatora, a więc $\frac{Q}{C}$ wyraża napięcie; wyraz ten odpowiada wyrazowi: $\Sigma N'' \cos. (\nu_x - \varphi)$. Wyraz $m \, . \, p$ jest nie innym niż $\frac{d^2 (m \, . \, s)}{dt^2}$, czyli wyraża drugą pochodną pracy podług czasu, co też w równaniu drugiem przez wyraz $\frac{d^2 Q}{dt^2}$ zostaje uwzględnione; współczynnik L został wprowadzony dla zidentyfikowania wymiarów obydwóch stron równania, gdyż lewa strona równania, jakeśmy to już zauważyli, wyraża napięcie, prawa zaś strona $\frac{d^2 Q}{dt^2}$ wyraża energię; należało więc wprowadzić współczynnik L, który musi być funkcyą pojemności, i rzeczywiście L zależy tylko od postaci i rozmiarów obwodu, jest więc wielkością stałą dla danego układu i jest współczynnikiem analogicznym do pojęcia masy w energii ruchu.

51. Zauważymy tutaj, iż równanie energetyczne wyładowania kondensatora elektrycznego jest ogólniejsze od takiegoż równania energii ruchu, gdyż wyraża ono zmianę energii w zależności od czasu i przesunięcia, z tego też równania wyprowadzić możemy równanie ruchów wogóle. Pojęcie ruchu przez powyższe rozpatrywanie zostaje znacznie uogólnione. Pod słowem ruch nie należy teraz rozumieć tylko faktyczną *zmianę położenia* danego układu w *przestrzeni*, gdyż pojęcie takie może być stosowane tylko do szczegółowego wypadku energii ruchu czy też pracy mechanicznej, w przykładzie zaś np. elektryczności nie mamy już najmniejszego prawa utożsamiać przebieg wyładowania elektryczności z ruchem rzeczywiście wykonywanym w przestrzeni. Chcąc zaś się ściślej wyrazić o przebiegu wyładowania elektryczności, powinniśmy powiedzieć objektywnie, iż pewne właściwości, występujące w przestrzeni otaczającej przewodniki, występują peryodycznie, lub też są funkcyą trygonometryczną czasu. Ten sposób wyrażania się doprowadzi nas do wzorów matematycznych, gdyż te tylko ostatnie mogą wyrazić *objektywnie* stan rzeczy, język zaś potoczny używa zwykle porównań; mówimy więc: ruch wahadła, ruch elektryczności, ruch umysłowy, chociaż nie we wszystkich tych przypadkach jest stosowane pojęcie ruchu jako „*zmiana miejsca*".

52. Wszystko wyżej wyłożone o przesunięciu równowagi da się w ten sposób streścić:

Podstawowem pojęciem jest tu równanie równowagi, wyrażające się przez: $f(N_1'\delta[P]) = 0$, t. j. funkcyę napięć i pojemności; gdy równanie takie posiada *swobodną zmienną* to możemy jej nadać pewną wielkość, ażeby:

$$f(N_1''P) \gtrless 0,$$

lub inaczej

$$f(N_1''P) = E_r.$$

Energię wyrażoną przez wzór $f(N_1''P)$ nazwę *energią swobodną* i oznaczę przez E_s, E_r zaś energią wywołaną; wzór więc powyższy przekształci się na następujący:

$$E_s = E_r.$$

53. Powyższe rozpatrywania (§ 50) pozwalają nam napisać równanie różniczkowe:

$$E_s = K \cdot \frac{d^2E_s}{dt^2},$$

gdzie K jest stałą wielkością dla danego układu.

Doświadczenie jednakże nas uczy, że nie wszystkie przesunięcia równowagi w świecie fizycznem odbywają się podług tego ostatniego wzoru, lecz podług ogólniejszego wzoru:

$$E_s = \Sigma K_n \cdot \frac{d^nE}{dt^n},$$

gdzie n jest wielkość zależna od właściwości danego układu i wyrażająca rząd pochodnej. Uogólnienie to nie zmienia naszych energetycznych zapatrywań na przyrodę, a może jedynie uzupełnić je i uogólnić.

Opór. Prawo rozszczepiania się energii. 54. Powróćmy do naszego doświadczenia z butelką lejdejską. Równanie 5 (Przegl. Techn. № 31 z r. 1905) wykazuje nam, iż faktyczny przebieg przesunięcia równowagi wyraża się przez wzór:

$$Q = -(C \cdot R)\frac{dQ}{dx} - (CL)\frac{d^2Q}{dt^2},$$

który w przyjętem przeze mnie znakowaniu wyrazi się przez

$$E_s = K_1\frac{dE_s}{dt} + K_2\frac{d^2E_s}{dt^2}.$$

Wzór ten wyraża, iż swobodna energia układu zostaje rozszczepioną; rozszczepia się ona w danym razie na dwie inne energie, posiadające naturalnie różne postacie, gdyż matematyczne ich wyrazy są różne.

Wyraz: $\frac{d^2E_s}{dt^2}$ wyraża samoindukcyę układu, zaś $\frac{dE_s}{dt}$ t. zw. opór w obwodzie; takie są w danym wypadku fizyczne znaczenia pochodnych: $\frac{d^2E_s}{dt^2}$ oraz $\frac{dE_s}{dt}$.

W energii ruchu pochodne te będą miały następujące znaczenia: $\frac{d^2E_s}{dt^2}$ odpowiada energii kinetycznej układu, i jest matematycznym wyrazem przyspieszenia ruchu; $\frac{dE_s}{dt}$ będzie wyrażało opór, jakiemu podlega ruch, gdy wielkość energii zużytej na przezwyciężenie tego oporu proporcyonalną jest do prędkości tegoż ruchu.

Z doświadczeń jest nam wiadomo, iż opór ruchu bywa proporcyonalny do różnych potęg prędkości, a więc wzór na przesunięcie się równowagi o tyle się jeszcze uogólnia, że należy przyjąć różne potęgi pochodnych, w zależności od zadania; z tego sądzić możemy jakim licznym prawom podlega rozszczepianie się swobodnej energii i w jakich różnorodnych postaciach przedstawiać się może wywołana energia.

Póki przejście równowagi wyraża się przez równanie:

$$E_s = K\frac{d^2E_s}{dt^2},$$

którego całka jest funkcyą trygonometryczną czasu, otrzymamy ruch energii wahadłowy, gdy zaś do tego równania dodamy wyraz: $K\frac{dE_s}{dt}$, całka tego równania zbliża się do funkcyi potęgowej i wahania zostają z biegiem czasu przytłumione, a w pewnych warunkach ruch energii wyrazi się przez funkcyę czysto potęgową, która przebiega asymptotycznie do czasu.

55. Weźmy obecnie przykład spadania ciał pod wpływem przyciągania ziemi i wyjdźmy z ogólnych zasad energetyki, wyżej wyprowadzonych.

Ażeby pewne ciało o ciężarze G mogło pozostawać w równowadze w przestrzeni, t. j. ażeby mogło pozostawać bez ruchu, winniśmy do tego ciała przytknąć siłę N działającą pionowo do góry; na zasadzie równania energetycznego, (§ 38) winno być:

$$(G - N)\,\delta[P] = 0,$$

czyli $N = G$; N i G są w danym układzie napięcia, gdyż mała zmiana tych wielkości spowoduje ruch. Ażeby otrzymać energię swobodną, należy wielkościom N lub G nadać inne wielkości, niż te które zaspakajają równanie energetyczne; uczynię więc: $N = 0$, a wtedy

$$G \cdot \delta[P] = E_s.$$

Napięcie tej energii $\frac{G \cdot \delta[P]}{\delta[P]} = G$ (co odpowiada w elektryczności wyrazowi: $\frac{Q}{C}$).

Jeżeli przebieg jest bez oporu, otrzymamy wtedy na zasadzie wyżej wyprowadzonych wzorów

$$G = K_2 \cdot \frac{d^2E_s}{dt^2}.$$

Zauważymy, że $\delta[P]$ jest drogą, którą przebiega ciało, mogę więc oznaczyć $\delta[P] = x$, a wtedy ostatnie równanie przyjmie postać:

$$G = K_2 \cdot G \cdot \frac{d^2x}{dt^2};$$

po zcałkowaniu otrzymamy:

$$x = \left(\frac{1}{K_2}\right)\frac{t^2}{2},$$

co odpowiada znanemu wzorowi: $s = \frac{1}{2}pt^2$.

56. Jeżeli teraz przypuścimy że spadanie odbywa się przy oporze, to ogólne równanie będzie:

$$G = K_1 \cdot \left[\frac{d(G \cdot x)}{dt}\right]^n + K_2 \cdot \frac{d^2(G \cdot x)}{dt^2};$$

po skróceniu przez G i po podstawieniu $\frac{dx}{dt} = v$, otrzymamy:

$$1 = K_1(v)^n + K_2\frac{dv}{dt}$$

i zauważywszy, że:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{dv}{dx} \cdot \frac{dx}{dt} = \frac{dv}{dx} \cdot v,$$

otrzymamy z tego ostatniego równania:

$$1 = K_1 \cdot v^n + K_2 v \cdot \frac{dv}{dx};$$

przyjąwszy $n = 2$, otrzymamy równanie określające nam prawa spadania ciał w powietrzu; wzór ten wyprowadziłem w Prz. Techn. (№ 29 r. 1905) i oznaczyłem № 3[1]), wychodząc ze szczegółowych twierdzeń mechaniki o ruchu ciał; teraz zaś przedstawia nam się on jako wynik ogólnych pojęć energetycznych.

57. W powyższych rozpatrywaniach może być dużo niedopowiedzianego, wiele pytań pominiętych, wogóle wiele niedokładności, wykończenie więc tego przedmiotu pozosta-

[1]) Po podstawieniu we wspomniany wzór № 3: $a = 0$ i $c = 0$, otrzymamy identyczny wzór $1 = K_1 v^2 + K_2 v\frac{dv}{dx}$.

wiam tymczasowo otwarte, celem zaś moim było wykazać *możliwość* identyczności przebiegu energetycznego w różnych grupach zjawisk, nie uciekając się do tak zwanych modeli, czyli do porównań rzeczowych.

58. Zauważę jeszcze, iż współczynniki K, stosowane w powyższych wzorach, zawierają w sobie jako mnożnik pojemność energii swobodnej; uwydatnia się to przy energii elektrycznej, gdzie przyjąłem np.: $K = -(CL)$; mnożnik ten można wynieść za nawias i wtedy możemy twierdzić, że pojemność swobodnej energii jest równa ilościowo pojemności wszystkich energii rozszczepionych, co jest zgodne z zasadą niezniszczalności pojemności, i jest potwierdzeniem ogólnego wzoru równowagi energii: $\Sigma N \,.\, \delta [P] = 0$.

59. Ze względu na ważność wyprowadzonych tutaj pojęć, przytoczę jeszcze wyraz dla swobodnej energii, występującej w *środowisku* energetycznem. Pod środowiskiem wogóle rozumieć należy przestrzeń (1-o, 2-u lub 3-y wymiarową) ograniczoną lub nieograniczoną w swej rozciągłości i napełnioną pewnemi właściwościami, które chcemy rozpatrywać; co do tych właściwości stawiamy warunek, ażeby one były ciągłe, t. j. były funkcyą ciągłą współrzędnych każdego punktu. Środowisko jest to pewien rodzaj układu, stosują się więc do niego wszystkie uwagi wyżej przytoczone o układach.

W energetyce rozpatrywać będziemy środowisko obdarzone właściwościami energii, a więc w każdym punkcie (x, y, z) posiadamy wielkości N_{xyz}, P_{xyz} oraz E_{xyz}, jeżeli x, y, z oznaczają współrzędne obserwowanego punktu.

Stawiam obecnie następujące pytania: 1) kiedy w środowisku takiem jest zupełny spokój, t. j. statyczna równowaga; 2) jaki jest wyraz swobodnej energii w danym punkcie.

60. Odpowiedź na pierwsze pytanie mieści się w ogólnem pojęciu równowagi energii, t. j. układ taki jest w równowadze gdy napięcia w *każdym punkcie* są równe napięciom sąsiednich punktów, czyli gdy:

$$N_{x,\,y,\,z} = N_{x+\Delta x,\, y+\Delta y,\, z+\Delta z},$$

co się daje wyrazić przez wzór:

$$\frac{\partial N_{x,\,y,\,z}}{dx} \,.\, \delta x + \frac{\partial N_{x,\,y,\,z}}{dy} \,:\, \delta y + \frac{\partial N_{x,\,y,\,z}}{dz} \,.\, \delta z = 0,$$

z czego wynika, iż:

$$\frac{\partial N_{x,\,y,\,z}}{dx} = 0; \quad \frac{\partial N_{x,\,y,\,z}}{dy} = 0; \quad \frac{\partial N_{x,\,y,\,z}}{dz} = 0.$$

W takim stanie energetycznym znajduje się ciało posiadające stałą temperaturę we wszystkich punktach; w takim stanie również znajduje się ciało sprężyste posiadające naprężenia równe we wszystkich punktach [1]).

[1]) *Przyjmujemy* zwykle, iż np. pręt obciążony w kierunku swojej osi posiada naprężenia w kierunku tejże osi we wszystkich punktach równe.

61. Jeżeli napięcia będą zmienne w zależności od współrzędnych (x, y, z), w takim razie będzie $\partial N_{x,\,y,\,z} \gtrless 0$, lecz wyraz $\partial N_{x,\,y,\,z}$ nie przedstawia wartości *napięcia swobodnego* w pewnym punkcie *środowiska*, jak to było w poprzednich przykładach. W środowisku energetycznem każda zmiana napięcia w pewnym punkcie wypływa ze zmiany napięć sąsiednich punktów, każdy punkt *otrzymuje* od sąsiednich punktów napięcia i *udziela* je sąsiednim punktom, swobodne więc napięcie przedstawi jako różnicę wyrazów $\partial N_{x,\,y,\,z}$ w dwóch sąsiednich punktach, t. j.

$$N_s = \partial N_{x,\,y,\,z} - \partial N_{x+\Delta x,\, y+\Delta y,\, z+\Delta z} = \frac{\partial^2 N}{dx^2} + \frac{\partial^2 N}{dy^2} + \frac{\partial_2 N}{dz^2}\,.$$

Suma $\dfrac{\partial^2 N}{dx^2} + \dfrac{\partial^2 N}{dy^2} + \dfrac{\partial^2 N}{dz^2}$ nazwana jest w mechanice *parametrem różniczkowym drugiego rzędu* i bywa oznaczana przez $\Delta_2 V$. Posiadając ten wyraz na energię swobodną w środowisku, możemy zastosować wyżej wyłuszczone prawo rozpraszania energii, podług którego będzie w danym wypadku:

$$\Delta_2 V = K_1 \frac{d^2 E}{dx} + K_2 \frac{d^2 E}{dx^2}\,,$$

lub też ogólniej traktując:

$$\Delta_2 V = \Sigma K_n \,.\, \frac{d^n E}{dx^n}\,.$$

Wzory te znajdują liczne zastosowanie do zjawisk wszystkich postaci energii, występujących w środowiskach energetycznych. Jeżeli: $\Delta_2 V = 0$ lub $\Delta_2 V =$ stałej, otrzymujemy równania Laplace'a i Poisson'a. Wzór $\Delta_2 V = K_1 \dfrac{dE_s}{dx}$ znajduje zastosowanie w przewodnictwie cieplnem (równanie Fourier'a); znajduje również zastosowanie w przewodnictwie elektrycznem, gdy przyjmujemy do rachunku pojemność elektryczną przewodników; dalej znajduje on zastosowanie w przewodnictwie sprężystem; jest również podstawą teoryi drgań strun, błon i ciał sprężystych; struny, błony i ciała sprężyste przedstawiają tutaj środowiska energetyczne jedno-, dwu- i trójwymiarowe.

Z warunku sprężystości wynika, iż przebieg energetyczny w takiem środowisku odbywa się bez oporu, a więc pierwsza pochodna $\dfrac{dE_s}{dt}$ nie znajduje w tych ostatnich wzorach zastosowania.

(D. n.)

KRYTYKA I BIBLIOGRAFIA.

Neumayr Melchior prof. dr. **Dzieje ziemi**. W opracowaniu prof. d-ra **Wiktora Uhliga**. Tom pierwszy. **Geologia ogólna,** 368 rysunków w tekście, dwie mapy, 15 tablic, z których dwie kolorowe. Przełożyli z 2-go wydania niemieckiego: **Jan Zaleski, Zygmunt Weyberg, Stanisław Janiszewski.** Z zapomogi Kasy pomocy dla osób pracujących na polu naukowem imienia d-ra Józefa Mianowskiego wydał Józef Morozewicz. Warszawa, skład główny w księgarni E. Wende i S-ka. 1906. Cena rb. 4. XVI i 763 str.

W krajach Europy zachodniej wydanie dobrej książki naukowej jest przedsiębiorstwem zyskownem; u nas wydawcą takich dzieł jest instytucya filantropijna, a autorami ludzie wierzący, że:... „kto nie zna własnej ziemi, nie potrafi jej ani zrozumieć, ani umiłować". Słowa te wyjęte są właśnie z przedmowy do przekładu Neumayr'a „Erdgeschichte", a wyszły z pod pióra inicyatora i wydawcy tego przekładu—prof. J. Morozewicza. Sapienti sat!

Jak się dowiedzieć możemy z przedmowy wzmiankowanej, od r. 1806 do r. b. mieliśmy tylko 15 podręczników geologii, w mowie obecnie będącego nie licząc; z tej liczby nawet połowa nie stała nigdy na wysokości zadania. Ciężki więc niewątpliwie problemat do rozwiązania miał prof. J. Morozewicz, gdy umyślił i postanowił dać literaturze w czasie możliwie najprędszym wartościowy podręcznik geologii. Z jednej strony małe czytelnictwo i co za tem idzie niechęć wydawców, z drugiej strony potrzeba dania czegoś uniwersalnego: tam gdzie jedna książka tylko być może, musi ona być jednocześnie i kursem uniwersyteckim i książką dla młodzieży i lekturą inteligentnego samouka. Nie mógł więc rzeczywiście zrobić prof. J. Morozewicz lepszego wyboru, jak słynne dzieło Neumayr'a. Dlaczego dotąd posługujemy się przeważnie przekładami zamiast dzieł oryginalnych, kwestya to zupełnie odrębna, której piszący słowa niniejsze poruszać nie ma zamiaru, która zresztą czytelnikom z wielu względów jest niewątpliwie jasna i zrozumiała. Piszący daleki jest jednak od myśli krytykowania dzieła tak znakomitego i utalentowanego geologa jakim był Neumayr, jak również całkowicie oddaje słuszność wydawcy i tłumaczom, że to właśnie dzieło nam przyswoili. Zresztą najwymowniejsze chyba są przekłady książki w mowie będącej na wszystkie nieomal języki kulturalne, na obu półkulach rozpowszechnione.

Rzeczywiście podręcznik Neumayr'a w zalety obfituje. Przedewszystkiem cechuje go zupełny brak schematyzmu, nie jest to bowiem zwykły kurs szkolny z samych abstrakcyjnych