Zeszyt VI. 1878. Rok III.

# KOSMOS.

CZASOPISMO POLSKIEGO TOWARZYSTWA PRZYRODNIKÓW IMIENIA KOPERNIKA.

TREŚĆ:



Redaktor odpowiedzialny Prof. Dr. Br. Radziszewski.

WE LWOWIE 1878.

NAKŁADEM TOWARZYSTWA.

WE LWOWIE w księgarni Wł. Bełzy.

W WARSZAWIE u Gebethnera i Wolffa.

W POZNANIU u J. K. Żupańskiego.

Z I. Związkowéj drukarni. Hotel Żorża.

1. Szek 28/IX – 5/X
2. Fal... 5 – 12
3. Dvorniá 12 – 19
4. Gaga... 19 – 26
5. Dal... 26 – 3/X
6. Janisz... 3 – 10
7. Jawor...

18 28/IX 78

## Prenumerata „KOSMOSU“ wynosi:

| | rocznie | | półrocznie | |
|---|---|---|---|---|
| We Lwowie . . . . . | Złr. | 5 | Złr. | 2 ct. 50 |
| w całéj Austryi, z przesyłką pocztową | „ | 6 | „ | 3 „ — |
| w Warszawie . . . . . | Rs. | 4 | Rs. | 2 |
| w Królestwie Polskiém i Cesarstwie Rossyjskiém z przesyłką pocztową | „ | 5 | „ | 2 kop. 50 |
| w całych Niemczech, z przesyłką pocztową . . . . . | MK. | 12 | MK. | 6 |
| we Francyi i Belgii, z przes. poczt. | fr. | 14 | fr. | 7 |

Prenumerować można we wszystkich księgarniach krajowych i zagranicznych. Listy, wszelkie reklamacyje i artykuły przesyłać należy do redakcyi „KOSMOSU“ Lwów, gmach Uniwersytecki.

**Prenumeratę i zamówienia na inseraty najlepiéj przesyłać za przekazem pocztowym, adresując wprost do księgarni p. Wł. Bełzy w hotelu Żorża we Lwowie.**

## „KOSMOS“
## wychodzi ostatniego dnia w miesiącu.

Członkowie towarzystwa im. Kopernika, którzy uiścili wkładki statutem przepisane, otrzymują „KOSMOS“ bezpłatnie i franco. Rozsyłką zarządza obecnie **J. Niedźwiedzki**, profesor politechniki, do którego także reklamacyje przesyłać raczą członkowie towarzystwa, jednak nie późniéj jak dwa miesiące po wyjściu zeszytu. Późniejszym życzeniom będzie można zadosyć uczynić tylko po zapłaceniu 50 centów za zeszyt.

# Inseraty.

# O PRAWACH,

## podług których gazy rozchodzą się w ciałach ciekłych, nawpółstałych i stałych;

rozprawa

Zygmunta Wróblewskiego.

(Dokończenie.)

### §. 5.

Aby powziąć wyobrażenie należyte o rodzaju wielkości, do jakich ilość stała $D$ należy, oznaczyłem tym czasem ilość tę dla rozczynu soli kuchennéj, składającego się z 13·639 jednostek ciężaru bezwodnéj soli i 86·361 wody. Współczynnik pochłaniania tego roztworu dla bezwodnika kwasu węglowego, oznaczony za pomocą metody, którą opiszę przy innéj sposobności, dał się przedstawić następującym wzorem interpolacyjnym:

$$A_T = 0{,}83115 - 0{,}03732.\ T + 0{,}000906.\ T^2$$

gdzie $T$ jest temperaturą według termometru stustopniowego. Wzór ten ważny jest tylko dla temperatur, leżących pomiędzy $+\ 2^0$ i $+\ 16{\cdot}3^0$ C. [1]).

[1]) Porównanie tego wzoru interpolacyjnego ze wzorem podanym przez Bunsen'a dla czystéj wody (Gas. Meth. p 162).

$$A_T = 1{\cdot}7967 - 0{\cdot}07761.\ T + 0{\cdot}0016424.\ T^2$$

okazuje, że istnieje bardzo prosty związek między współczynnikiem pochłaniania rozczynu soli kuchennéj i temperaturą. Iloraz ze współczynnika pochłaniania wody przez takiż współczynnik rozczynu jest dla każdéj temperatury ilością niezmienną. Stosuje się to także do każdego innego stężenia; liczebna wartość ilorazu jest tylko dla każdego stężenia inną i wzrasta razem z ostatniém.

Mniéj proste związki istnieją między chłonięciem i stężeniem rozczynu chlorku sodu. Aż do stężenia 10ciu jednostek ciężaru na 90 takich jednostek wody, pochłanianie maleje prawie odwrotnie proporcyjonalnie

Z równania (1) w §. 1. wynika:

$$D = \frac{\pi}{4\Omega^2} \cdot \frac{Q^2}{S^2} \cdot \frac{1}{t} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad \text{(VIII)}$$

Ponieważ promień walca z cieczą wynosił 3 ctm. to

$$\frac{\pi}{4\Omega^2} = 0{\cdot}0009824 \quad .$$

Daléj jest

$$Q = \frac{v}{1 + \alpha\, T'} \cdot \frac{b - o - w}{76}$$

i

$$S = A_T \frac{b - o - w}{76} \, .$$

gdzie poszczególne głoski mają następujące znaczenie:

$v$ objętość w cent. sześciennych téj części rurki mierniczéj, która zostaje wypełnianą przez rtęć od początku doświadczenia,

$T'$ temperatura bezwodnika kwasu węglowego według podziałki stustopniowéj,

$\alpha$ współczynnik rozszérzalności bezwodnika kwasu węglowego.

$A_T$ współczynnik pochłaniania cieczy dla temperatury $T$ cieczy,

$b$ stan barometru,

$o$ ciśnienie oliwy w manometrze, $w$ ciśnienie pary wodnéj, wreszcie

$t$ czas trwania doświadczania.

Po podstawieniu wartości $Q$ i $S$ w równaniu (VIII) odpada czynnik $\frac{b - o - w}{76}$, a pozostanie

$$D = \frac{\pi}{4\Omega^2} \left( \frac{v}{(1 + \alpha\, T')\, A_T} \right)^2 \cdot \frac{1}{t} \quad . \; . \; . \quad \text{(IX)}$$

Ścisłe oznaczenie ilości $D$ jest bardzo trudném z powodu małych zmian stanu barometru, temperatury bezwodnika kwasu węglowego, ciśnienia pary wodnéj, temperatury cieczy i temu odpowiednio współczynnika pochłaniania podczas dłuższego trwania doświadczenia. Przypuśćmy np. że stan barometru powoli zwiększa się podczas doświadczania, to wzrastające ciśnienie powietrza będzie

---

do wzrostu stężenia. Odtąd począwszy, ubytek szybko się zwalnia i współczynnik pochłaniania zbliża się powoli do minimum. Przy innéj sposobności opiszę doświadczenia, jakie w tym kierunku wykonałem.

uciskać bezwodnik kwasu węglowego w przyrządzie, wskutek czego będzie się zdawać, że ilość stała $D$ wzrasta z czasem trwania doświadczenia. Gdy stan barometru powoli maleje, następuje odwrotny skutek. Podobnież każde nawet malutkie powiększenie temperatury bezwodnika kwasu węglowego i stąd wynikłe powiększenie prężności pary wodnéj w przyrządzie, opóźnia przebieg doświadczenia, podczas gdy zmniejszanie się temperatury wywołuje przeciwne działanie. Stąd pochodząca niedokładność oznaczeń powiększa się jeszcze przez błędy obserwacyjne, zależne od powolnego przebiegu doświadczeń, zwłaszcza w późniejszych ich fazach.

Kilka cyfr które tutaj przytaczam, należy uważać tylko za przybliżone wartości, które nam jedynie mają dać wyobrażenie o wielkości ilości stałéj $D$.

Doświadczenie I.

$v$ część rurki mierniczéj, mająca 5 cm. długości; objętoś jéj wynosi 2.6946 sześć. cm.

| $v$ | $t$ mierzone od początku doświadczenia | | $T$ | $T'$ | stan barometru |
|---|---|---|---|---|---|
| | Min. | i sek. | | | |
| 1 | 22 | 19 | 2.02 | 2.42 | 757.1 |
| 2 | 84 | 39 | | | |
| 3 | 200 | 7 | 2.22 | 4.02 | 756.2 |

Temperaturze $T = 2{,}02$ odpowiada $A_T = 0.75947$. Kładąc tę cyfrę w równanie (IX) na miejsce $A_T$ i biorąc $v = 1 \times 2{,}6946$, $T' = 2{\cdot}42$, zaś $t = 22' \, 19'' = 1339''$, otrzymamy:

$$D = 0.00000907. \frac{\text{Ctm.}^2}{\text{Sek.}}$$

Aby obliczyć $D$ zapomocą $v = 3 \times 2{,}6946$, połóżmy

$$T' = \frac{2{\cdot}42 + 4{\cdot}02}{2} = 3{\cdot}22,\ T = \frac{2{\cdot}02 + 2{\cdot}22}{2} = 2{\cdot}12,$$

a do tego $A_T = 0{\cdot}7564$, to otrzymamy wówczas

$$D = 0.00000913. \frac{\text{Ctm.}^2}{\text{Sek.}} \ .$$

Przytaczam tu jeszcze jedno doświadczenie z innego szeregu doświadczeń, które z tym samym roztworem czyniłem kilka miesięcy późnići. Współczynnik pochłaniania zostawał wówczas powtórnie oznaczonym, gdyż niewiadomo, czy roczyn przechowany kilka miesięcy w balonie szklanym jakiéj nie uległ zmianie.

Doświadczenie II.

$v$ część rurki mierniczéj mająca 1 cm. długości; objętość jej wynosi $\frac{2.6946}{2}$ sześć. cm.

| $v$ | $t$ | $T$ | $T'$ | $A_T$ | Barometr | $D$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | Min. i sek. | | | | | |
| 3 | 13 29 | 10.8 | 10.6 | | 748.6 | 0.00000949 $\frac{\text{Ctm.}^2}{\text{Sek.}}$ |
| 4 | 22 37 | 11 | | | | 0.00000957 „ |
| 5.04 | 36 44 | | | 0.5659 | | 0.00000948 „ |
| 5.99 | 53 0 | | | | | 0.00000928 „ |
| 6.93 | 72 18 | 11.1 | | | | 0.00000910 „ |
| 8.87 | 125 29 | | 10.7 | | 747.6 | 0.00000859 „ |

Tu daje się łatwo zauważać wpływ opadania barometru na wartość ilości $D$.

Otrzymaną wartość ilości $D$ należy rozumieć w następujący sposób. Wyobraźmy sobie w cieczy dwie równoległe płaszczyzny, z których jedna stanowi powierzchnię cieczy, druga zaś znajduje się o jeden centymetr głębiéj. Przypuśćmy, że powierzchnia zostaje ciągle nasycona gazem, wówczas gdy nasycenie drugiéj płaszczyzny równa się ciągle zeru. W skutek téj różnicy nasycenia gaz przechodzi od górnéj płaszczyzny do dolnéj i jeżeli stan jednostajny (der stationaere Zustand) na całéj przestrzeni między obu témi płaszczyznami już nastąpił, w takim razie przechodzi w sekundę przez każdy kwadratowy centymetr każdéj poziomej płaszczyzny, znajdującéj się na téj przestrzeni, $D$ sześciennych centymetrów gazu, sprowadzonych na 0°C. i 76 cm. ciśnienia rtęci.

Mam nadzieję, że wkrótce potrafię uzyskać dokładniejsze wartości zapomocą delikatniejszych przyrządów i środków rozpoznawczych.

§. 6.

Oprócz stężonych rozczynów krystaloidowych istnieją jeszcze ciecze, w których bezwodnik kwasu węglowego rozchodzi się także według prawa Biot'a i Fourier'a. Należy tu przedewszystkiém wymienić glycerynę i stężone roztwory takowéj we wodzie. Tymczasowe oznaczenia wykazały, że tak współczynnik pochłaniania, jako też i ilość stała *D* dla glyceryny są bardzo małe.

W wodnym rozczynie glyceryny o ciężarze gatunkowym 1·166 przy 22·7° C. (sprowadzonym na wodę o 4° C. i próżnię), rozchodził się bezwodnik kwasu węglowego jeszcze zupełnie według prawa Biot'a i Fourier'a. W rozczynie, którego ciężar gatunkowy wynosił 1·107 (przy 20° C.) nie miało to atoli już miejsca: rozczyn zachowywał się tak jak rozcieńczony roztwór solny.

Co się tyczy olejów, to bezwodnik kwasu węglowego rozchodził się w rzepakowym oleju, kilkakrotnie używanym do kąpieli olejnych i w skutek tego zgęstniałym, dokładnie według prawa Biot'a i Fourier'a. Natomiast w świeżym oleju rzepakowym i oliwie dało się to spostrzedz tylko w pierwszych fazach doświadczenia; późniéj przypominało zachowywanie się tych cieczy odpowiednie zachowywanie się wody.

Powodu tego należy szukać zapewne także w działaniu ciężkości. Oleje posiadają, jak to już de Saussure[1]) okazał, znaczne współczynniki pochłaniania. Według niego, współczynnik pochłaniania bezwodnika kwasu węglowego przy 18° C. wynosi:

| | |
|---|---|
| u świeżo przekroplonego lawendowego olejku . . | 1,91 |
| „ tymianowego olejku . . . . . . . . . . | 1,88 |
| „ terpentynowego „ . . . . . . . . . . | 1,66 |
| „ lnianego „ . . . . . . . . . . | 1,56 |
| „ oleju zwykłego . . . . . . . . . . | 1,51 |

Przybliżone oznaczenie współczynnika pochłaniania dla oliwy przezemnie używanéj okazuje, że i ten współczynnik posiada równe liczebne rozmiary jak dopiero przytoczone. Z drugiéj strony rachunek opiérający się na tém oznaczeniu pokazuje (gdy do takiego obliczenia użyje się tylko tych faz doświadczenia, w których prawo Biot'a i Fourier'a jeszcze obowiązuje), że stała *D* dla oliwy jest stosunkowo małą (mniejszą od wyżéj podanéj stałéj dla rozczynu soli kuchennéj). Zmiany gęstości oliwy w skutek nasycenia jéj

[1]) Gehler's phys. Woerterbuch. 2. Aufl. I, str. 71.

bezwodnikiem kwasu węglowego dotąd jeszcze nie badałem. Gdyby się okazało, co uważam za bardzo prawdopodobne, że i tu ma miejsce wzrost gęstości, to wystarczałoby już bardzo powolne a lepkości płynu odpowiednie opadanie warstw cieczy nasyconych bezwodnikiem kwasu węglowego aby wytłómaczyć anomalie od prawa Biot'a i Fourier'a okazujące się w dalszym przebiegu doświadczeń. Spodziewam się wkrótce przedsięwziąć rozleglejsze poszukiwania w tym kierunku.

§. 7.

Pozostają nam jeszcze doświadczenia z koloidami. Gdy pewien koloid np. gelatynę lub zwykły klej stolarski rozpuścimy w wodzie w dostatecznéj ilości, to i tutaj rozchodzi się bezwodnik kwasu węglowego dokładnie według prawa Biot'a i Fourier'a.

Gdy dodajemy do cieczy jeszcze więcéj koloidu, ciecz przechodzi wreszcie w tak zwany płynno-stały lub stało-płynny stan skupienia. Badałem roztwory gelatyny także w takim stanie i znalazłem, czego według poprzednich doświadczeń należało oczekiwać, że i tu rozchodzi się bezwodnik kwasu węglowego podług prawa Biot'a i Fourier'a. W skutek dalszego dodania gelatyny przechodzi płynno-stały stan skupienia roztworu powoli w stały stan skupienia. Atoli oprócz innych niedogodności przedłuża się tu w skutek wzrastającego zgęstnienia roztworu czas trwania doświadczenia tak dalece, że opisana w téj rozprawie metoda badania staje się już nieprzydatną.

Aby się dowiedzieć, czy bezwodnik kwasu węglowego rozchodzi się w twardéj, zupełnie suchéj gelatynie, używałem difuzyjometru, który zbudowałem w celu badania przenikania gazów przez kauczukowe błony i w rocznikach Pogg. t. 158 str. 545 opisałem. Okazało się, że bezwodnik kwasu węglowego nie przechodzi przez twardą, zupełnie suchą płytę gelatynową; przenika atoli miękką płytę kleju utworzoną z gelatyny za dodaniem wody i glyceryny. Dostatecznie cienka taka płyta jest przenikliwą nietylko dla bezwodnika kwasu węglowego, ale także i dla wodoru. Ściśle jednak doświadczenia z témi płytami są trudne, gdyż ostatnie zmieniają się z upływem czasu.

Na tém miejscu wypada mi zwrócić się do doświadczeń, które przed dwoma laty wykonałem z kauczukowémi błonami i które w nadmienionéra wyżéj miejscu opisałem. W tych doświadczeniach posługiwałem się stanem jednostajnym, który przez to powstawał, że gaz, przechodzący przez błonę kauczukową znajdował się po obu stronach błony nie pod jednostajnémi lecz stałémi ciśnieniami. Okazało się, że prędkość przenikania jest proporcyjonalną do działającego na błonę ciśnienia lub, co na jedno wychodzi, do różnicy ciśnień tego gazu na obie strony błony. Prawo to zostało sprawdzoném dla różnic ciśnienia między 74 i 2 ctm. ciśnienia rtęci, przytém nietylko dla pomienionych gazów, lecz także i dla mięszanin tychże gazów. Obecnie pokazuje się ono wszelako jako tylko szczególny przypadek rezultatów, do których w niniejszém poszukiwaniu doszedłem. Stała ilość $D$ i współczynnik nasycalności istnieją tedy także i u ciał stałych.

Przy doświadczaniach z kauczukiem, jak powiedziałem, ulegał także wodór prawu Biot'a i Fourier'a. Z tego można wnioskować, że i przy rozchodzeniu się innych gazów w cieczach, gdyby ono było badaném, przebieg zjawisk dałby się także przedstawić za pomocą prawa Biot'a i Fourier'a.

Z tego powodu sądzę, że mogę wypowiedzieć następujące ogólne prawo:

Gazy, będąc pochłanianémi, rozchodzą się w ciele pochłaniającém według tych samych praw, podług których rozchodzi się ciepło w ciałach stałych, a to bez względu na to, czy pochłaniające ciało jest płynném czy stałém, czy téż znajduje się w pewnym, przechodowym stanie skupienia, jaki między powyższémi skrajnościami daje się utworzyć.

Wyjątki od tego prawa należy przypisać jedynie wichrzącemu działaniu ciężkości.

*Strasburg 1877.*

# Źródła naftowe w zachodniéj Galicyi

pod względem geognostycznym uważane i teoryja ich powstania podług L. Strippelmann'a.

Podał

Dr. Mikołajczak.

Na początku bieżącego roku wyszła w Lipsku broszurka pod tytułem: *Die Petroleum-Industrie Oesterreich-Deutschlands in geschichtlicher, geologisch-bergmaennischer, wirthschaftlicher und technischer Beziehung*; *von Leo Strippelmann*: *Abtheilung I*: *Oesterreich*. Autor, górniczy inżynier i pozasłużbowy dyrektor kopalń i hut heskich, postawił sobie za zadanie zestawić wszystkie fakta, stojące w związku z przemysłem naftowym w Galicyi, które nam przeszłość i stan obecny tegoż przemysłu objaśniają. Z tych danych wyprowadza on pewne wnioski, czego się jeszcze na przyszłość spodziewać można; i daje wskazówki, gdzie i pod jakimi warunkami górnictwo naftowe w Galicyi na większe powodzenie rachować może. Z danych faktów geognostycznych autor wyprowadził teoryję powstania nafty, a z téj teoryji ten wniosek, że we większych niż obecnie głębinach, do 2000 stóp sięgających, właściwe zbiory naftowe znajdować się muszą, i że górnictwo na otworzenie tych otchłań podziemnych, napełnionych naftą, skierować się powinno.

Bez wątpienia jest ta myśl dla przemysłu naftowego w Galicyi nie małego znaczenia, i dla tego nie od rzeczy będzie fakta te geognostyczne, na których autor swoje twierdzenia opiera, jako i same te twierdzenia i wnioski ścisłéj poddać rozwadze.

## Źródliska naftowe po obu stronach gór karpackich (Pogląd geograficzny).

Źródła naftowe pojawiają się na południowych i północnych stokach Karpat w pewnych, prawdopodobnie nierozerwanych pasach, które w odległości kilku mil od głównego grzbietu tych gór mniéj więcéj równoległy do pasma gór mają kierunek.

We Węgrzech są znane źródliska nafty między Zboró i Alsó-Szvidnik na północ od Szinna, daléj na północ-wschód od Munkócs pod Bereznik, w porfirach na północnym stoku Matry pod Parad. W rewirze kruszcowym Ungvar'u pod Buch, Zemplin, Ungh-Bereg aż do Marmaros i Siedmiogrodu są znane szlaki olejne, a nawet w Szląsku austryjackim śladów nafty nie brakuje. W kilku tylko miejscach, gdzie nafta na powierzchnię wychodzi, czerpią ją do domowego użycia lub jako lek; nigdzie jednak na południowéj stronie Karpat nie pojawia się w takiéj obfitości, aby mogła wywołać tak rozwinięty przemysł górniczy, jak to jest na północnych stokach Karpat, w Galicyi.

Tu są najbogatsze i najobfitsze źródła naftowe, będące już oddawna przedmiotem żywego i rozwiniętego przemysłu. Pas olejny zajmuje tu pierwsze stopnie o 4 do 7 mil na południe leżących Karpat, w szérokości 3 do 4 mil, długości około 60 mil, bo sięgający aż na Bukowinę. Pas ten olejny idzie od Rupniowa przez Tymbark, Nowy Sącz, Grybów, Gorlice, Krosno, Sanok, Stare Miasto, Borysław, Bolechów, Dolinę, Starunię, aż do Jabłonowa i Żabia.

Z témi ostatniemi stoją prawdopodobnie w związku Bukowińskie źródła olejne w okolicach miasta Kimpolung, Briaza, Stulpikany i Watramoldowica, gdzie już czerpać naftę zaczęto, jak o tem świadczą liczne studnie i otwory świdrowe w tych okolicach. W Bukowinie znane są jeszcze źródła olejne pod Berhomet, Krasną, Carlsberg, Putną, Monasterem, Marczyną, Solką, Kaczyką, Statiorą i t. d., które również wielkie nadzieje wzbudzają. Są one zresztą do galicyjskich bardzo podobne, tylko to zasługuje na uwagę, że jak w Galicyi wosk ziemny, tak w Bukowinie podobny do bursztynu Schraufit w pokładach naftowych się pojawia.

Wisłoka dzieli pas olejny galicyjski na dwa rewiry, to jest na rewir zachodni i wschodni.

Granice rewiru olejnego zachodniéj Galicyi można oznaczyć w następujący sposób: Od najbardziéj na zachód posuniętego punktu pod Rupniowem, gdzie oléj skalny się pojawia, idzie granica południowa przez Tymbark, Przyszowę, Nowy i Stary Sącz, Klimkówkę, Wojtowice aż do Krempny nad Wisłoką; na wschód oznacza granicę bieg Wisłoki mniéj więcéj przez miasta Krempnę, Żmigród, Łęczyny, Jasło; na północ tworzy granicę linija idąca przez Jasło, dolinę Ropy aż do Biecza i stąd do Rupniowa. Rewir ten, obejmujący około 60 mil kwadratowych, przecięty jest rzeczkami: Dunajcem, Białą, Ropą i Wisłoką.

Rewir olejny wschodniéj Galicyi styka się ze zachodnim w linii Krempna, Żmigród, Łęczyny, Jasło; na południe tworzy jego granicę linia 6 do 7 mil od grzbietu Karpat oddalona i do tegoż równoległa, od Krempny aż do Żabia ku Bukowinie; na północ można tak samo przyjąć za granicę linię 3 do 4 mil od pierwszéj oddaloną i do niéj równoległą od Jasła aż do Bukowiny. Obszar ten zajmuje około 180 mil kwadratowych, jest jednak daleko uboższy w naftę i mało jeszcze przez górnictwo zajęty.

Ustrój geognostyczny pokładów i utworów naftę zawierających.

Pagórkowato faliste podgórze Karpat po stronie galicyjskiéj składa się ze samych utworów neptunicznych; skały wulkaniczne na powierzchni przynajmniéj nie są znane. Skały osadowe, wyraźnie uwarstwowane, są fałdzisto pogięte i tworzą równoległe do łańcucha Karpat grzbiety i korytowe wyżłobienia, które malejąc powoli się gubią na wschód, północ i zachód.

Wierzchnie utwory, z wyjątkiem niektórych punktów, gdzie formacyja kredowa na powierzchnię się wygłębia, należą do formacyi trzeciorzędnych i reprezentują tu mianowicie najgłębsze tychże ogniwo eoceńskie. Piaskowce i wapienie numulitowe, w innych miejscach najgłębszy poziom formacyi eocenskiéj tworzące, zdają się tu zupełnie brakować; za to pojawiają się tu szare, w mikę bardzo obfite piaskowe łupki z menilitami, ławice piaskowca, łupkowe iły i margle, kruszące się na powietrzu, a poprzecinane żyłkami kalcytu, lub proste łupkowe iły, na powierzchni jaśniejsze, w głębi ciemniejsze i z muszlowym odłamem, poprzerzynane również żyłkami białego kalcytu, w którym czasem nieco wosku ziemnego się przytrafi. Nie rzadko wapień z kamionką [1]) (iłowy sferosyderyt) znajduje się w tych iłach, nieprzerwane tworząc pokłady. Na ich rozpadlinach i szczelinach trafia się często markazyt, a wosk ziemny z żyłkami kalcytu przeciągają je nieregularnie w różnych kierunkach. Oprócz wapienia i kamionki znajduje się często w tych iłach pokład okruchowca. Składa on się z odłamów kwarcytu, miki i okruchów brunatnego bitumicznego łupku, bogatego w gwiaździste członki promieniowców *(Pentacrinus)* i kolce jeżowców *(Cidaris)*, wszystko to spojone lepiszczem kalcytu. Okruchowiec ten przypomina podobną skałę u podnóża góry zamkowéj we Friedek w Morawii, z tą tylko różnicą, że tu węgiel a tam asfalt w tym okruchowcu się znajduje. Te piaskowe łupki mikowe, tworzące dolny poziom utworów eoceńskich, są przesiąknięte naftą i reprezentują właściwe tak zwane pokłady ropianki. Leżą one

---

[1]) Na Górnym Szląsku tak nazywają sferosyderyt.

bezpośrednio na piaskowcu karpackim, należącym do ogniwa Neokom formacyi kredowéj.

Nad pokładami ropianki znajdują się zwykle czerwonawe iły z czerwono-brunatnym piaskowcem na przemian, wyżéj ciemne iły z kamionką, a nad tymi znowu piaskowce. Rzadko w nich trafi się nafta, choć wyraźnie naftą trącą. Nie wszędzie jednakowoż są pokłady ropianki przykryte tymi utworami; w Klęczanach na przykład brakuje tych młodszych pokładów, a pokłady ropianki wychodzą na powierzchnię.

Warstwy formacyji eoceńskiéj są po większéj części spadzisto pochylone i we fałdy pogięte; czasem, jak w Klęczanach i Librantowie wyższe warstwy zesunęły się na płaszczyźnie pochyłéj, co w iłastych i marglowych warstwach i ropą zupełnie przesiąkłych nic nie jest nadzwyczajnego. Autor sądzi, że siły, które ten falisty układ warstw i podniesienie ich zrządziły, w ogóle wielki *rozstrój* [1]) i pomięszanie w całéj budowie warstw spowodowały. Warstwy te musiały się porozpadać, a mianowicie we fałdowych zagięciach, w grzbietach i dolinach musiało powstać wiele szczelin i rozpadlin, idących prawdopodobnie równolegle do tych wyżyn. Główne szczeliny te mają być między sobą połączone szczelinami poprzecznémi, które oznaczone są najobfitszemi źródłami nafty. Główne szczeliny mają oznaczać także linije, łączące znane na powierzchni źródła ropianki, równoległe między sobą i mniéj więcéj do głównego łańcucha Karpat. Nawet na południe od Lwowa mają podług zdania autora źródła siarczane i żelaziste oznaczać kierunek takich szczelin.

Podstawą eoceńskich utworów jest piaskowiec karpacki, reprezentujący tu ogniwo Neokom formacyi kredowej. Piaskowce i konglomeraty z łupkowymi iłami i marglami naprzemian tworzą to znacznéj lubo jeszcze nieznanéj głębokości ogniwo formacyi kredowej, w którém oprócz niewyraźnych resztek mięczaka *Inoceramus* nie ma żadnych innych skamieniałości. Iły téj formacyi zawierają tak samo wapień, dolomit, kamionkę i węgiel. Warstwy często spadzisto pochylone i pogięte ku północy w regularnie poziomowe przechodzą.

### Rewir naftowy zachodniéj Galicyi.

Wyżyny tego rewiru podgórnego leżą 500 do 2,800 stóp nad powierzchnią morza. Źródła ropianki jednak nie trzymają się tylko

---

[1]) Störung.

samych dolin i wyżłobień korytowych między wyżynami, ale i na samych grzbietach we wysokości 1800 do 2000 stóp nad poziomem morza się pojawiają (np. Pętna, Wawrska). Rewir ten olejny przecięty jest rzekami: Białą, Ropą, Dunajcem i Wisłoką i licznymi do tychże wpadającymi strumykami. Pomimo to nie robi woda wielkich przeszkód przy wydobywaniu nafty; tak, że studnie 300 do 350 stóp wysokości jeszcze się bez odwodniających maszyn obywać mogą i tylko rzadko się zdarzało, że studnie dla gwałtownego przypływu wody porzucać musiano.

Autor rozróżnia w zachodniéj Galicyi 3 poziomy czyli pasy olejne *(Oelzone)*. Za najwyższy i pierwszy poziom olejny uważa on dolne warstwy formacyi eocenskiéj, bezpośrednio na piaskowcu karpackim leżące. Składają się one z już wyżéj opisanych łupkowych, w mikę bogatych piaskowców i konglomeratów, w których się znajdują źródła olejne. Warstwy leżące nad tym piaskowcem, złożone z czerwonych i czarnych iłów bitumicznych jako i piaskowca brunatnego zawierają wyjątkowo prawdziwe źródła olejne, choć prawie zawsze zapach nafty posiadają.

Drugi i trzeci poziom olejny znajduje się w piaskowcu karpackim, który do formacyi kredowej należy. Piaskowiec ten jest miałko ziarnisty, niekiedy jednak tak gruboziarnisty, że w konglomeraty przechodzi, bogaty w mikę i łupkowaty, często na przełamie pokazuje ciemniejsze i jaśniejsze paski. Na granicy eocenskiéj formacyi jest on jaśniejszy, ku głębi jednak naftą przesiąkły przybiera ciemniejszą brunatną barwę, i często w płynne olejne piaski przechodzi. Czasem jest ten piaskowiec, mianowicie tam gdzie nafta ze szczelin między-warstwowych wycieka, dość twardy i jaśniejszy i równocześnie olejem mniéj nasiąkły.

Warstwy naftowe nie pokazują prawie nigdzie dawnego normalnego układu; są one zwykle gwałtownie porozdzierane, poprzerzucane, spadzisto nachylone i fałdzisto pogięte. Przyczyn tego rozstroju szuka autor w gwałtownych wulkanicznych wybuchach w głównym łańcuchu Karpat, albo w lokalnych na wierzchu jednak nie widocznych wybuchach wśród samych utworów naftowych, na co n. p. w Librantowie wiele zjawisk wskazuje; daléj we wyschnięciu i stwardnięciu skał, jako i nacisku, wywartym z dołu i z boku.

### Szczegółowy opis najważniejszych źródeł naftowych w zachodniéj Galicyi.

W okolicach najbardziej na zachód posuniętych, mianowicie Rupniowa, Tymbarku, Limanowéj, Mordarki, Pisarzowy i Męciny są wprawdzie już to źródła już to ślady nafty znane, nigdzie jednakowoż do tego czasu w tych okolicach górnictwo wydobywaniem nafty się nie zajęło. Źródła naftowe najbardziéj ku zachodowi położone, a będące obecnie przedmiotem przemysłu górniczego, znajdują się dopiero we wsi.

### Klęczany.

Górnictwo naftowe jest tu zaprzątnięte obecnie czerpaniem ropianki z pierwszego poziomu olejnego w eoceńskich piaskowcach. Na kilku miejscach w dolinie Smolnika i Ropnika wycieka nafta do tychże strumyków z ciemnoszarych olejem przesiąkłych iłów łupkowych. Iły te łupkowe pełne szczelin i rozpadlin pokazują w swém ułożeniu warstwowém wielki rozstrój i są do kilku stóp głębokości naftą zupełnie przesiąkłe. To też przy kopaniu studni już w kilku stóp głębokości wycieka nafta pieniąc się przez ulatniające się gazy wzburzona. Wywiązywanie się gazów z ropianki jest częste, ich prężność musi być częstokroć dosyć znaczna, co z ich głośnego syczenia i szumu wnosić można.

Górnictwo polegające na biciu studzien, sztolni i wierceniu dziur zajmuje obecnie szare lub czarne piaskowce i iły łupkowe, które do głębokości przeszło 600 stóp przebite zostały. Liczne żyłki kalcytu, przeciągające owe łupkowe iły w rozmaitych kierunkach, zawierają we wydrążeniach i gniazdach wosk ziemny i smołę ziemną czyli asfalt. Charakterystyczny okruchowiec, wyżej opisany, brunatny piaskowiec i kamionka tworzą podrzędne warstwy w tych iłach. Jak już powiedziano są tu w Klęczanach wybuchy gazów naftowych częste, przypływ wody nieznaczny. Dla téj obfitości gazów musi się tu górnictwo ograniczać prawie tylko na wierceniu dziur i pompowaniu nafty na powierzchnię; gdyż bicie szybów czyli studzien i sztolni jest tu bez należytéj wentylacyi prawie niemożebném.

Nafta sama jest rzadka, żółtozielonéj, mieniącéj się barwy, w przepuszczoném świetle czerwonawa. Jéj ciężkość gatunkowa 0,845 — 0,860 do 0,870. Woda, pojawiająca się w pokładach naftowych, jest słona i posiada $1\frac{1}{4}\%$ NaCl. Pokłady ropianki pierwszego poziomu olejnego przegłębiono tu aż do 612 stóp pod powierzchnią. Studnie dają tu po 40 centnarów i więcéj na dzień, mianowicie w dolinie wybite. Studnie zaś na wyższych punktach wywiercone dają wprawdzie dosyć dużo nafty, ale ta nie jest tak dobra, jak ze studzien w dolinie; co autor tem tłómaczy, że te studnie na wyższych punktach wywiercone, nie dosięgły jeszcze właściwego zbiorowiska nafty, i że daléj zagłębione, otworzyłyby niewątpliwie owe obfite źródła. Wnioskuje to autor z wiercenia studzień 800 stóp głębokich pod Klęczanami i Męciną przez hamburgskie i bremskie towarzystwa.

I tak niedostateczna głębokość studzien, wybuchy gazów i nacisk wody w nieotwartych jeszcze źródłach nie pozwalają, podług zdania autora, górnictwu w Klęczanach należycie się rozwinąć.

### Librantowa.

Od Klęczan blisko 2 mile na wschód leży Librantowa. Tu na wysokości około 1500 stóp nad poziomem morza wychodzą w dolinie szare iły olejne na powierzchnię ziemi. Na kilku miejscach w ułożeniu warstw ogromny panuje rozstrój, z czego autor o bliskości wulkanicznych utworów wnioskuje. Studnie znajdują się tu jeszcze w eoceńskich iłach łupkowych pierwszego poziomu olejnego. Niektóre jednak wywiercono aż do 380 stóp głębokości, tak że tu już drugi poziom olejny dosiągnięto, który leży w obrębie piaskowca karpackiego. I tu można się spodziewać podług zdania autora obfitszych źródeł we większych głębokościach. Ślam, wypełniający rozpadliny, nabrzmiewanie i rośnięcie iłów łupkowych stawia tu wielkie przeszkody górnictwu. Studnie dają od 4 ctr. na godzinę do 6 ctr. na dzień, inne dają przeciętnie $^1/_2$ ctr. na dzień. W przypływie oleju następują czasem przerwy, które trudno wytłómaczyć.

### Starawieś.

Choć Ubiad, Klimkówka, Mogilno i Posadowa posiadają źródła olejne, jednak dotychczas ich nie wyzyskiwano; dopiero o milę od Grzybowa w Starejwsi napotykamy ożywione górnictwo, trudniące się czerpaniem nafty.

W kotlinie, gdzie się schodzą dwie doliny, są wybite niegłębokie studnie w szarym, kruszącym się ile, z którego żółtozielona nafta na kilku miejscach na powierzchnię się sączy. W niewielkiéj głębokości przebiły te studnie pierwszy poziom olejny w eoceńskich szarych i ciemnych iłach łupkowych, a w głębokości 330 stóp dosięgły już wierzchnich pokładów ogniwa Neokonu, czyli piaskowca karpackiego; jednakowoż nie stoją jeszcze we właściwym 2. i 3. poziomie olejnym tego ogniwa, które podług przypuszczenia autora wielką obfitość obiecują. Iły i piaskowce pełne są żyłek białego kalcytu i jak w Librantowie leży tu piaskowiec naprzemian z piasczystym iłem łupkowym, zawierającym piryt żelazny. I tu w układzie warstw często napotyka się wielki rozstrój: warstwy są fałdzisto pogięte i tworzą liczne grzbiety i korytowe wyżłobienia; we większej jednak głębokości zdają się posiadać ułożenie normalne. Nafta jest bardzo rzadka, barwy zielonożółtej, około 38° B. Nie zawiera jednak tyle parafiny, co nafta Librantowy. Studnie dają od 3 do 6 ctr. nafty na dzień.

### Wawrska.

Pod Wawrską między rzeczkami Ropą i Białą znajdują się źródła naftowe około 2000 stóp nad powierzchnią morza. Studnie i borlochy stoją tu jeszcze w eoceńskich utworach, a więc w pierwszym poziomie olejnym; we większych jednak głębiach znajdują się i tu niewątpliwie owe dwa poziomy obfite w naftę i wprawdzie w pokładach kredowych, co dowodzi jedna studnia, która przez dłuższy czas w głębokości 200 st. do 60 ctr. na dzień wydawała.

Twarde iły z twardym piaskowcem i okruchowcem asfaltowym aż do 238 st. głębokości naprzemian leżące, reprezentują tu pierwszy poziom olejny eoceński. Nafta jak w Starejwsi i Librantowie.

### Pętna.

Pominąwszy źródła naftowe na wschód położone: Światkowéj, Watkowéj, Samokleskowa, Mrukowéj, Pielgrzymki i Łęczyna, gdzie dopiero niedawno zaczęto się trudnić czerpaniem nafty, przechodzimy przez Ropę i Łosie, posiadające także źródła olejne, bogate w gazy i na wierzch wychodzące, do Pętny, gdzie obecnie są najobfitsze źródła i najwięcéj są eksploatowane z całego rewiru olejnego zachodniéj Galicyi.

Tu w dolinie Stupniówki we wysokości 1800 st. n. p. morza sączy się nafta na powierzchnię w kilku miejscach. Źródła te natrafiano aż do 280 st. głębokości w naprzemian leżących łupkach i piaskowcach, należących jeszcze do pierwszego poziomu olejnego. Największy przypływ nafty — do 180 ctr. na dzień — pokazał się w głębokości 104 st. na granicy piaskowca i iłu łupkowego.

Woda posiada smak słony, przypływ jéj nieznaczny; nafta jasnobrunatna i rzadka. Z ułożenia warstw sądzić można, że drugi poziom olejny w piaskowcu karpackim w niewielkiéj głębokości się znajduje.

### Ropica Ruska.

Utwory eoceńskie i pierwszy poziom olejny przegłębiło tu około 74 borlochów aż do głębokości 360 stóp. Są to iły łupkowe, mydlaste, leżące naprzemian z miałko- i gruboziarnistymi piaskowcami łupkowymi. Najobfitsze źródła pojawiają się w głębokości 72 do 360 stóp. Przypływ oleju niejednostajny, przerywany; gazy wywiązują się we wielkiéj ilości. Studnie dają do 50 ctr. na dzień. Przypływ wody nieznaczny. Zdaje się, że i tu we większych głębokościach obfitsze źródła naftowe w piaskowcu karpackim znajdować się muszą.

### Męcina Mała i Wielka.

Na północny zachód od Ropicy Ruskiej leży nad Męcinką Męcina Mała; a stąd o milę na północ, za dość wysokiém wzgórzem, Męcina Wielka nad Wapienką.

I tu czerpią naftę z pierwszego poziomu w pokładach eoceńskich. Pokłady ropianki, aż do 400 st. głębokości przebite, składają się we wyższych poziomach aż do 120 st. głębokości ze zielonawych i czerwonawych iłów, w których się znajdują 70 do 80 st. grube pokłady piaskowca miałko- i gruboziarnistego. Pod tymi leżą łupkowe, bogate w mikę piaskowce, niżéj czarne, bitumiczne iły. Pierwsze źródła naftowe pokazują się w głębokości 70 do 90 stóp; obfitsze jednak źródliska są dopiero w głębokości 180 do 200 stóp.

Męcina Wielka wydawała w pojedyńczych studniach do 600 ctr. na dzień; inne studnie dawały regularnie od lat 5 na dzień około 5 ctr. Oléj jest barwy ciemnéj, gęsty, 45° do 50° B. Kamionka tworzy w głębiach około 180 stóp warstwy do 6 st. grube.

### Sękowa.

Około $^3/_4$ mili od Gorlic na południowy wschód leży Sękowa. Tutejsze studnie i borlochy (około 60) 400 do 500 stóp głębokie stoją jeszcze w pierwszym poziomie olejnym w eoceńskich utworach. Przypływ wody nieznaczny, za to częste są wybuchy gazów. Studnie i borlochy dają 2, 3, do 30 i więcéj centnarów na dzień. We większych głębokościach można się i tu obfitszych źródeł spodziewać.

S i a r y.

O godzinę drogi od Sękowy znajdują się na lewym brzegu Siarki, która do Przegonki wpływa, studnie naftowe Siar. Warstwy zielonawego iłu, leżącego naprzemian z cienkiemi pokładami piaskowca, wychodzą na powierzchnię w dolinie Siarki; są fałdzisto pogięte i zagłębiają się ku południowi. Głębiéj leżą iły barwy czerwonawéj, zielonawéj lub szaréj, kruszące się łatwo na powietrzu i miałko- lub gruboziarniste mikowe piaskowce. Utwory te przebito aż do 600 stóp głębokości. Pokłady ropianki należą tu także do pierwszego poziomu olejnego, a jak z pewnych danych wnioskować można, drugi poziom olejny w krédowych utworach musi być blisko. Nafta wycieka na kilku miejscach w dolinie Siarki na powierzchnię. W studniach, znajdujących się na pochyłościach doliny natrafiono najprzód naftę w 200 do 270 stóp głębokości; we większych głębiach pokazywały się zwykle nowe źródła w odstępach 20 do 40 stóp. Studnie wydają tu 5 do 18 ctr. dziennie, rzadko 50, 70 do 180 ctr. Niektóre studnie, jak n. p. studnia Mikołaja, należąca do dra Fedorowicza, w głębokości 270 stóp dawała 4 ctr., w głębości zaś 290 stóp przez krótki czas do 60 ctr. na dzień, póżniéj znowu 18 ctr. W głębokości 400 stóp podniósł się znowu przypływ oleju na 45 do 50 ctr. na dzień. Wyciekaniu nafty towarzyszą wybuchy gazów; niekiedy nafta w takich masach i z taką gwałtownością przypływa, że z wodą razem całą studnię wypełnia i kipiąc na wszystkie strony się ze studni rozlewa.

Dawniéj natrafiono oléj w głębokości 70 do 120 stóp w Siarach, obecnie w 250 do 300 st. głębokości. Przypływ nafty jest tu w ogóle regularny, czasem jednak przestanie ciec, a gdy się studnię daléj zagłębi, nafta znowu się pokazuje.

Źródła olejne w dolinie Stawiarki i Kotlanki, Lipinkach, Libuszy, Wojtowy, Pagorczynie, Harklowéj.

Między wzgórzem, ciągnącém się wzdłuż prawego brzegu Ropy ze zachodniéj, a wyżyną do 1300 st. wysoką, Świerz zwaną, ze wschodniéj strony ciągnie się około $2\frac{1}{2}$ mili długa dolina, ograniczona na północ częścią Ropy, częścią zakrzywieniem Świerza, na południe doliną Przegonki. Dolina ta jest przecięta strumykami Stawiarką i Kotlanką. Pod Gorlicami, gdzie się schodzi dolina Przegonki z doliną Ropy, wychodzą na powierzchnię piaskowce formacyi krédowej (Neokom), pod 45° blisko nachyloną; w całéj dolinie zresztą powierzchnię tworzą eoceńskie utwory. Znaczny rozstrój w ułożeniu warstw, mianowicie blisko powierzchni, gubi się powoli we większych głębinach.

W Lipinkach i Libuszy składają się wierzchnie poziomy skalne z czarnych bitumicznych, cienko-łupliwych lub zielonawych iłów, czasem piasek zawierających; pod tymi leżą w głębokości około 90 stóp drobnoziarniste piaskowce, zielonawe iły, a głębiéj znowu pokład piaskowca z małemi warstwami iłu. Naftę natrafiono najprzód w głębokości około 90 stóp w pierwszym pokładzie piaskowca; obfitsze jednak źródła otworzono dopiero w głębokości 150 do 400 stóp. Studnie i borlochy wydają przy regularnym przypływie 18 do 180 ctr. na dzień; jeden borloch daje już od 14 lat regularnie $^1/_2$ do 1 ctr. na dzień. Przypływ wody znaczny, za to wybuchy gazów rzadsze. Około 60 studzien i borlochów tu się znajduje, które pokłady ropianki aż do największéj głębi 550 stóp przegłębiły.

Wójtowa i Pagorczyna, mniéj więcéj o milę od miejsc wyżéj opisanych oddalone, mają swoje studnie naftowe na pochyłości ku północy wznoszącego się Świerza. Jest tu około 100 studzien, 200 do 450 stóp głębokich. Jak w Lipinkach tak i we Wojtowéj i Pagorczynie znajdują się dwa olejne poziomy w piaskowcu, przedstawiające niewątpliwie 2gi i 3ci poziom olejny w ogniwie Neokomu formacyi kredowej. Czerwonawe i szare gliny, albo cienkołupliwe czarne iły, nienasiąkłe naftą, przedzielają te dwa poziomy olejne. Oléj pojawił się już w głębokości 70 stóp w iłach (pierwszy poziom olejny); regularnie przypływał jednak dopiero w pierwszym i drugim poziomie piaskowca karpackiego, w głębokości 120 do 250 stóp. W iłach, leżących nad piaskowcem naftowym, znajduje się asfalt, a w głębi 300 stóp w zielonawych iłach pojawiają się okruchy węgla bitumicznego.

Piaskowiec jest miałkoziarnisty lub gruboziarnisty i w konglomeraty przechodzi; wyżéj barwy jaśniejszéj, niżéj olejem bardzo przejęty i prawie płynny, ma kolor ciemnobrunatny. Niektóre studnie dają od 6 lat 5 do 20 ctr. na dzień, inne nawet 70 ctr. Oléj jest gęsty, 36° do 39° i 42° B.

Harklowa leży na północnéj pochyłości Świerza naprzeciw Pagorczynu. I tu natrafiono w głębokości 400 do 450 stóp owe 2 poziomy olejne w piaskowcu karpackim, jak we Wojtowej i Pagorczynie. Studnie dają 5 do 50 ctr. na dzień; przypływ nafty bardzo regularny; nafta ciemnéj barwy i gęsta, 24° do 30° B.

okazał, z każdym dniem mniejszémi, a dla przeciągu jednego pomiaru mogą być bespiecznie zaniechane. Z tego powodu jakotéż z powodu nadzwyczajnéj czułości oddaje dobra sprężyna tego rodzaju wyśmienite usługi, jeżeli oględnie zostaje użytą. Lecz podczas trwania doświadczenia temperatura powietrza otaczającego sprężynę (a więc i saméj sprężyny) musi pozostawać niezmienną.

W naczyniu szklaném znajdował się daléj bardzo czuły termometr, (którego stopnie odczytywały się przez lunetę), a prócz tego dwie, do wewnętrznéj ściany naczynia przytwierdzone rurki. Jedna z nich $l$ kończyła się 2 ctm. po nad poziomem cieczy w naczyniu, druga $m$ sięgała do dna naczynia, gdzie u środka kończyła się ujściem ku górze zwróconém. Obie rurki były zapomocą rur kauczukowych $o$ połączone z dwiema flaszkami, w których bezwodnik kwasu węglowego musiał się wypłukać, wywiązawszy się poprzednio w dwóch wielkich przyrządach.

Zasada doświadczeń, które wykonałem nasamprzód z przekroploną wodą, jest następującą.

Naczyńko (kolbka) zanurza się tak głęboko, iż węzeł zajmie opisane wyżéj położenie na powierzchni wody. Na naczyńko działają teraz dwie siły: ciężkość i sprężystość drutu spiralnego, a ponieważ takowe pozostaje w spoczynku przeto mamy równanie

$$F' = P - V' D' \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{(VI)}$$

gdzie $F'$ jest sprężystością drutu, $P$ ciężarem bezwzględnym naczyńka, $V'$ jego objętością a $D'$ gęstością wody przy obserwowanéj temperaturze $T'$. Oznacza się wysokość trzymadła i temperaturę wody $T'$. Dla $V'$ mamy

$$V' = V_0 \; (1 + \beta \, T') = 90.157 \; (1 + 0.0000255.T').$$

a $D'$ znajdzie się z tablic dla gęstości wody [1]).

Teraz obciąża się dolny koniec sprężyny w sposób, powyżéj nadmieniony, ciężarkiem 0·2 grm. i obserwuje się znowu wysokość trzymadła, przezco wynajduje się czułość drutu w ciągu doświadczenia (t. j. rozciągnięcie się sprężyny przy obciążeniu 0·2 grm.). Oddaliwszy wreszcie ów ciężarek, oznacza się raz jeszcze wysokość trzymadła i temperaturę wody.

Następnie przepuszcza się czas niejaki bezwodnik kwasu węglowego przez szklane rurki $l$ i $m$. Strumień gazu wychodzący

---

[1]) Kohlrausch, Pract. Physik, 2. Aufl. p. 202.

z krótszéj rurki $l$ wypiera powietrze z górnéj połowy naczynia i tworzy nad wodą rodzaj atmosfery bezwodnika kwasu węglowego, podczas gdy drugą rurką płynący strumień tego gazu, przebijając się z dołu ku górze przez wodę, takową zupełnie nasyca. Gdy już kilkanaście litrów gazu przepłynęło przez wodę, przerywa się strumień, zdejmując ostrożnie rurę kauczukową z rurki $m$, krótsza zaś rurka $l$ pozostaje i nadal w połączeniu z przyrządem, wywiązującym gaz.

Zwykle należy teraz zapomocą biuretki oddalić trochę wody z naczynia $i$ aby przywrócić w naczyniu pierwotny poziom cieczy. Następnie odczytuje się temperaturę wody $T''$ (zwykle wyższa niż poprzednio) i notuje się znowu wysokość trzymadła. Będzie teraz równanie

$$F'' = P - V'' D'' \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (\text{VI } a)$$

które odciągając od (VI) i równając co do $D''$ otrzymamy

$$D'' = \frac{V' D' + (F' - F'')}{V''} \; ; \quad . \quad (\text{VII})$$

tutaj $V'$ i $V''$ są znane, $D'$ znajduje się z tablic, $(F' - F'')$ daném jest przez różnicę wysokości trzymadła. Jeżeli objętość naczyńka daną jest w centimetrach sześciennych, to różnica $(F' - F'')$ musi być wyrażoną w gramach, co daje się łatwo obliczyć, gdyż znamy czułość sprężyny. W ten sposób posiadamy wszystkie ilości potrzebne do obliczenia $D''$.

Porównawszy otrzymaną w ten sposób wartość $D''$ z gęstością wody $d$, jaka w tablicach dla gęstości wody temperaturze $T''$ odpowiada, zobaczym wraz, czy w gęstości wody zaszła jaka zmiana w skutek nasycenia jéj bezwodnikiem kwasu węglowego.

Doświadczenia okazały, że woda w skutek nasycenia staje się gęstszą i że przyrost gęstości przy temperaturach od 9—12° C. i przy średnim strasburgskim stanie barometru wynosi około 0·02 %. Innémi słowy, gęstość wody powiększa się około o $\frac{1}{5000}$ [1]).

Za Dowód służyć może tabelka poniższa.

---

[1]) Ponieważ współczynnik rozszerzalności szkła kolbki nie był przezemnie oznaczonym, liczby więc te odpowiadają rzeczywistości tylko w przybliżeniu.

Doświadczenia z wodą:

| Nr. doświadczenia | przed nasyceniem | | po nasyceniu | | Różnica wysokości trzymadła w mm. | Czułość drutu w mm. przy obciążeniu 0·2 gramu. | $F'—F''$ w gramach | Gęstość wody przy temperaturach | | $D''$ | $\frac{D''}{d}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | $T'$ | Wysokość trzymadła | $T''$ | Wysokość trzymadła | | | | $T'$ ($D'$) | $T''$ ($d$) | | |
| 1 | 10.32 | 127.8 | 10.72 | 124.4 | 3.4 | 38.8 | 0.017525 | 0.999711 | 0.999665 | 0.999896 | 1.00022 |
| 2 | 11.57 | 129 | 11.77 | 125.3 | 3.7 | 38.7 | 0.019121 | 0.999593 | 0.999573 | 0.999820 | 1.00024 |
| 3 | 10.77 | 128.1 | 11.145 | 124.3 | 3.8 | 38.7 | 0.019638 | 0.999670 | 0.999645 | 0.999877 | 1.00023 |
| 4 | 10.82 | 127.6 | 10.92 | 124 | 3.6 | 38.8 | 0.018556 | 0.999666 | 0.999657 | 0.999869 | 1.00021 |
| 5 | 10.92 | 127.8 | 10.97 | 124 | 3.8 | 39.2 | 0.019387 | 0.999657 | 0.999653 | 0.999871 | 1.00021 |
| 6 | 9.345 | 125.5 | 9.42 | 122 | 3.5 | 39.2 | 0.017857 | 0.099792 | 0.999786 | 0.999989 | 1.00020 |

Ponieważ bezwodnik kwasu węglowego wywiązywał się z dwuwęglanu sody i czystego rozcieńczonego kwasu siarkowego, uważałem za niezbędne po każdém doświadczeniu wygotować nasyconą wodę i część takowéj za pomocą niebieskiego papierku lakmusowego odczyniać. Papier nigdy się nie czerwienił.

Przyrost gęstości wody nasyconéj bezwodnikiem kwasu węglowego [1]) wystarcza już do wytłomaczenia, dla czego ten gaz nie rozchodzi się w wodzie według prawa Biot'a i Fourier'a. Nasycona woda u powierzchni opada w skutek ciężkości na dno i proces rozchodzenia się gazu zostaje przezto zupełnie zakrytym.

Z roztworów soli kuchennéj, które badałem, wybranym został nasamprzód roztwór, dla którego prawo Biot'a i Fourier'a jeszcze nie jest ważném. Do obliczenia doświadczeń według powyższych wzorów musiałem najprzód oznaczyć współczynnik rozszerzalności roztworu, co dało się łatwo uczynić, za pomocą mego przyrządu w następujący sposób.

Naczyńko zostało obciążoném ciężarkiem 5cio-gramowym, przywiązanym do naczyńka za pomocą drutu platynowego ważącego 0·9594 gramów. Objętość naczyńka daną więc była wówczas równaniem

$$V = 90{\cdot}157\,(1 + 0{\cdot}0000255\,T) + 0{\cdot}595\,(1 + 0{\cdot}000057\,T) + 0{\cdot}0446,$$

gdzie 0·595 przedstawia objętość, 0·000057 współczynnik sześciennéj rozszerzalności ciężarka 5cio-gramowego, zaś 0·0446 objętość drutu platynowego.

Sporządzona ciecz była doprowadzaną w szczelnie zamkniętych flaszkach do rozmaitych temperatur i wysokość trzymadła przy każdorazowém użyciu cieczy oznaczaną.

---

[1]) Współczynnik pochłaniania wody dla bezwodnika kwasu węglowego przy 10° C. wynosi według Bunsen'a 1·1848. Przy téj temperaturze ciężar gatunkowy gazu równa się 0·001906. Gdyby przy pochłanianiu nie zachodziła żadna zmiana objętości wody, to możnaby było oczekiwać, że gęstość wody nasyconéj przy 10° i ciśnieniu 760 mm. będzie wynosić

$$0{\cdot}99974 + 1{\cdot}1848 .\ 0{\cdot}001906 = 1{\cdot}00200$$

Atoli przy stanie barometru około 755 mm. znalazłem znacznie mniejszą wartość, jak to tablica wskazują. Należy stąd wnosić, iż woda nasycona bezwodnikiem kwasu węglowego, pomimo że takowa w porównaniu z czystą wodą jest gęstszą, rozszerza się w skutek pochłaniania. Do tego wniosku doszedł był już Bergmann (Gehler's Wörterbuch 2. Aufl. Bd. I, p. 63). Potwierdza to jeszcze i wyżéj przytoczony fakt, że po nasyceniu wody, musiałem zawsze wyciągnąć trochę jéj z naczynia, aby poziom cieczy sprowadzić napowrót do pierwotnego jego położenia.

Obserwowane liczby, zestawione są w następującéj tabliczce.

| Nr. odczytania | Temperatura cieczy | Wysokość trzymadła | Obciążenie dla oznaczenia czułości w gramach | Średnia czułość w mm. | Temperatura powietrza |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 6.82 | 119 | 0.0 | | |
| 2 | 6.845 | 157.6 | 0.2 | 38.4 | |
| 3 | 6.92 | 119.4 | 0.0 | | |
| 4 | 13.02 | 145.4 | 0.0 | | |
| 5 | 12.82 | 184.0 | 0.2 | 39 | 7.8 |
| 6 | 12.67 | 144.6 | 0.0 | | |
| 7 | 9.82 | 131.3 | 0.0 | | |
| 8 | 9.795 | 169.8 | 0.2 | 38.5 | |
| 9 | 9.72 | 131.3 | 0.0 | | |
| 10 | 9.67 | 131.15 | 0.0 | | |

Prostym rachunkiem otrzymuje się dla współczynnika rozszerzalności roztworu:

| | | |
|---|---|---|
| z odczytań | 1 i 6 . . . . | 0.0002735 |
| ,, ,, | 1 ,, 10 . . . . | 0.0002666 |
| ,, ,, | 3 ,, 6 . . . . | 0.0002713 |
| ,, ,, | 10 ,, 4 . . . . | 0.0002716 |
| ,, ,, | 10 ,, 6 . . . . | 0.0002800 |
| | średnio . . . | 0.0002726. |

Z téj wartości tego współczynnika wypada, że ciężar gatunkowy cieczy (obliczony z ważenia kuli szklanéj w wodzie i w roztczynie, zredukowany do gęstości wody przy 4° C., na próżnię i temperaturę 0° C.), równał się 1.0539. W następującéj tablicy są zestawione wyniki doświadczeń nad nasycalnością.

Doświadczenia z roztworem soli kuchennej:

| Nr. doświadczenia | przed nasyceniem | | po nasyceniu | | Czułość drutu w mm. przy obciążeniu 0·2 grmu. | Różnica wysokości trzymadła | | Gęstość cieczy przy temperaturach | | $D''$ | $\frac{D''}{d}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | Temperatura cieczy $T'$ | Wysokość trzymadła | Temperatura cieczy $T''$ | Wysokość trzymadła | | mm. | gramy | $T'$ $(D')$ | $T''$ $(d)$ | | |
| 1 | 9.67 | 131.15 | 9.62 | 128.45 | 38.5 | 2.7 | 0.01402 | 1.051099 | 1.051114 | 1.05126 | 1.00014 |
| 2 | 8.22 | 124.7 | 8.54 | 123.7 | 39.0 | 1.0 | 0.005128 | 1.051534 | 1.051438 | 1.05157 | 1.00013 |
| 3 | 8.42 | 125.4 | 8.64 | 123.5 | 38.5 | 1.9 | 0.00987 | 1.051474 | 1.051408 | 1.05157 | 1.00016 |
| 4 | 8.84 | 127.55 | 9.17 | 126.1 | 39.07 | 1.45 | 0.007422 | 1.051348 | 1.051249 | 1.05142 | 1.00016 |
| 5 | 8.02 | 122.6 | 8.17 | 121.15 | 38.8 | 1.45 | 0.007475 | 1.051594 | 1.051549 | 1.05166 | 1.00011 |

Z téj tabliczki wynika, iż roztwór w skutek nasycenia bezwodnikiem kwasu węglowego stał się gęstszym, i że ten przyrost gęstości wynosił przecięciowo cokolwiek mniej niż połowę przyrostu obserwowanego u czystéj wody.

U innego roztworu więcéj stężonego, który już podlegał prawu Biot'a i Fourier'a, przyrost gęstości dał się w każdém doświadczeniu wyśledzić, był wszelako przecięciowo jeszcze mniejszym niż w ostatnim razie. U roztworu zaś jeszcze więcéj stężonego, nie można go było już wyśledzić. Dla wykrycia go i w tym razie potrzeba byłoby zwiększyć czułość metody przez użycie większego naczyńka (t. j. kolbki), a przedewszystkiem przez ścisłe oznaczenie współczynnika rozszerzalności szkła naczyńka, co jednak jak na teraz nie uważałem za konieczne.

Ten ubytek przyrostu gęstości przez nasycenie przy wzroście stężenia roztworu potwierdza się faktem oddawna znanym, że zdolność chłonienia maleje ze wzrastaniem stężenia (Concentration) [1]. Im gęstszym jest przeto roztwór, tém mniéj bezwodnika kwasu węglowego zostaje pochłoniętym przez jednostkę objętości cieczy i tém mniejszą musi być także zachodząca zmiana gęstości cieczy.

Jeżeli atoli zważymy, jak powolnie niektóre osady, zawisłe jedynie mechanicznie w cieczy, osadzają się na dnie, to nie może dziwić, iż opadanie w skutek nasycenia bezwodnikiem kwasu węglowego rozczynu soli kuchennéj, mającego ciężar gatunkowy 1,0875, odbywa się tak powoli, że przez to rozchodzenie się gazu w cieczy podług prawa Biot'a i Fourier'a nie zostaje zmienioném.

Oprócz tego nie trzeba zapominać, że ze stężeniem roztworu wzrasta także opór, jakiego przy opadaniu doznają części cieczy nasycone gazem, gdyż lepkość (wiskozyczność) roztworu solnego wzrasta pospolicie wraz ze stężeniem. Wzrost współczynnika lepkości (lub też tak zwanego współczynnika tarcia wewnętrznego cieczy) z powiększeniem stężenia rozczynu chlorku sody był niedawno oznaczonym przez Grotrian'a [2]) i Sprung'a [3]). (Dok. n.)

---

[1]) Bliższe o tém szczegóły w §. 5.

[2]) Pogg. Ann. tom 157 str. 243.

[3]) Tamże tom 159 str. 143.

# Teoryje rozpłodu płciowego w swym pochodzie historycznym

przez

Zygmunta Kahanego,

## I.

do roku 1759, to jest do okazania się „*Theoria Generationis*" Kaspra Fryderyka Wolffa.

Objawy rozmnażania się organizmów i rozwoju ich płodowego, były po wszelkie czasy przedmiotem badań tak przyrodniczych jak i filozoficznych. I nic w tém dziwnego, w gruncie rzeczy są wprawdzie wszelkie czynności organizmu zwierzęcego zagadką pobudzającą nasze siły umysłowe do zastanawiania się nad nią, objawy jednak rozmnażania się zwierząt mają dla badawczego umysłu ludzkiego urok niezwykły.

Wzrost ciała, sprawa odżywiania się ustroju wraz z całą sumą wszystkich z nią połączonych czynności, oddziaływanie świata zewnętrznego na zwierzę i zwierzęcia na świat zewnętrzny, najzawilsze nawet czynności psychiczne odbywają się albo bez przerwy, albo z przestankami nader krótkiémi. Mają zatém cechę niejakiéj stałości, która w nas budzi wyobrażenie iż są, jak to nazywamy naturalnymi, że nie potrzebują zatém tłumaczenia.

Inaczéj ma się rzecz wszakże z rozmnażaniem się zwierząt; w większych lub mniejszych przerwach się okazując, peryjodycznością swoją nasuwa nam mimo woli owe znaczące pytania: zkąd? i dla czego?

Codzienne doświadczenie stwierdza to w zupełności. Ileż to razy bowiem słyszemy z ust dziecięcych wychodzące zapytanie, dla czego spożywamy pokarmy, lub w jaki sposób dokonywamy ruchów ciała, lub czyż możemy zaprzeczyć, że każdemu dziecku trzeba opowiadać bajkę o bocianie albo o kani pływającéj po morzu, tak samo, jak prawdopodobnie niemasz ludu, u którego by nienapotkano mitu o powstaniu pierwszego człowieka?

A im głębiéj się człowiek rozpatrywał w otaczającym go świecie zewnętrznym, tém bardziéj go pociągała ta właśnie zagadka życia organicznego.

Wtedy dopiéro, gdy zwierzę posiada już wszelkie przymioty stanowiące jego istotę, wtedy dopiéro, gdy stanęło u kresu swego wzrostu i rozwoju, wtedy dopiéro zabiéra się ono do odegrania roli w zakresie tych czynności, które mają na celu utrzymanie gatunku. Koniecznie więc nasuwa się myśl, że zdolność rozmnażania się jest kwiatem i koroną życia zwierzęcego. Przypuszczenie to staje się tém bardziéj uzasadnionóm, gdy się dostrzeże, że zniknięcie téj zdolności jest zarazem hasłem do zniknięcia zwierzęcia samego ze sceny życia. A spostrzeżenie to zaprawdę zrobić nie trudno. Wielka liczba zwierząt ma po spełnieniu czynności rozpłodowych, jedną tylko jeszcze funkcyją do spełnienia, funkcyją bardzo bierną, polegającą na natychmiastowéj, fizyjologicznéj i nieodwołalnéj śmierci. Inne zwierzęta żyją jeszcze wprawdzie po wygaśnięciu zdolności płodzenia potomstwa, ale czyż nie jest ich życie szeregiem tylko upośledzeń i prześladowań, które im wykazują że cel ich bytu spełniony, że żyją kosztem i z łaski innych?

Ważność téj sprawy żywotnéj nabiéra jeszcze większéj doniosłości jeżeli zwrócimy na to uwagę, iż ściśle się ona wiąże ze zbadaniem budowy i fizyjologii ustroju zwierzęcego. Odliczmy bowiem owe narządy, owe zdolności i czynności, które zwierzę posiada i wykonywa, by sobie zdobyć skłonność płci przeciwnéj, by zyskać potomstwo i by je odchować. Odliczmy to wszystko i przypatrzmy się temu, co nam ze zwierzęcia jeszcze pozostało? Czyż będzie ta reszta szczupła i obojętna, czémś więcéj, aniżeli zasobem, który w najlepszym razie usposabia zwierzę, by się stało niewolnikiem, rodzajem machiny produkującéj pracę lub tłuszcz i mięso, albo inne zapasy? Przypatrzmy się trzebieńcom z urodzenia, albo tym, które się nimi z naszéj stały woli, czémże są one w obec zwierząt płciowych?

Najcharakterystyczniejszą jednak cechą tych procesów, cechą usprawiedliwiającą zarazem wielkie zajęcie, które ona wzbudza, jest pogląd następujący: Wzrost ciała, że pozostanę przy poprzedniém zestawieniu, jest powiększeniem powolném czegoś danego i znanego, w znanych nam już dawniéj zarysach, ruchy ciała są tylko zmianą położenia jego względem siebie samego lub względem przestrzeni, znowu więc zmianą czegoś już istniejącego. Wynik jednak czynności rozpłodowych jest czémś nowém, czémś, co w téj formie przynajmniéj, a więc dla naszych zmysłów w ogóle, przed tém wcale nie istniało.

Jak długo nie znano zupełnie bezpośrednich wydzielin narządów płciowych, jak długo losy i koleje ich były zupełną tajemnicą, tak długo było oczywiście powstawanie potomstwa pytaniem, które stało wprost w związku z kwestyją powstawania w ogóle, łączyło się ono bowiem z pytaniem o przyczynie i początku wszech rzeczy. Gdy się zaś badaniom ludzkim wreszcie udało zbadać oddzielne okresy téj sprawy, gdy im się udało wykazać w jaki sposób powstawają owe utwory tak zawiłe w swéj budowie i swych czynnościach, to i wtedy jeszcze na samém dnie całéj rzeczy pozostała zagadka. Zagadka ta, jakkolwiek mniéj ważna od poprzedniéj, dość jednak jeszcze jest ciekawą i zawiłą, by nie dać spocząć naszemu umysłowi. Bo czyż możemy pominąć pytanie, na czém polega zdolność do rozwoju będąca przymiotem produktów płciowych, i od czego są zależne tak liczne jéj modyfikacyje?

Tak więc nic dziwnego, że liczba uczonych zajmujących się témi badaniami jest ogromna, i że po wszystkie czasy, z wyjątkiem wieków średnich, wzbogacała się wiedza ludzka bądź to nowymi obserwacyjami, bądź nowymi na tém polu teoryjami. To nam także tłumaczy, że nietylko przyrodnicy zajmujący się tym przedmiotem wkraczali w zakres filozofii, ale że także i filozofowie z zawodu, obcy zresztą naukom przyrodniczym, w téj przynajmniéj kwestyi kusili się o osiągnięcie samoistnego stanowiska.

Z powyższych uwag łatwo jest spostrzedz, że ogrom faktów, hipotez i teoryj odnoszących się do rozpłodu płciowego jest tak znaczny, iż nie mogę się łudzić nadzieją abym potrafił podać choćby krótki lecz wykończony zarys historyi wszystkich sądów i zapatrywań, które w różnych czasach o sprawie téj głoszono, Zdaje mi się jednak, iż mi to raczéj za zasługę poczytaném zostanie, iż potrafiłem się oprzeć pokusie płynącéj z tego bogactwa faktów, i że nie starając się o zapanowanie nad całém polem, z góry sobie zakreśliłem ciaśniejsze granice.

Przedewszystkiém wyłączyłem z pod rozwagi naukę o objawach właściwego rozwoju, a ograniczyłem się do samych tylko teoryj. Skutkiem tego pominę w tym przeglądzie nie jedno imię wielkiéj powagi i wielkiego znaczenia w dziedzinie nauk o rozwoju płodowym, i o nie jedném z tych dzieł, którym zawdzięczamy największą sumę faktycznéj wiedzy wspomnę bardzo tylko pobieżnie, albo téż wcale nie.

Rozpłód bezpłciowy nie będzie również przezemnie dotkniętym. W dawniejszych bowiem epokach naszéj nauki jest on bez znaczenia. Zbyt mało o nim wtedy wiedziano, by mógł wpływać na tworzenie teoryi. W najnowszych zaś czasach został on sprowadzonym do wspólnego mianownika z rozpłodem płciowym, a szereg onych głębokich badań i śmiałych choć pewnych wniosków, jest tak wielki, iż wymagałby osobnéj rozprawy. Lecz i z pomiędzy teoryj o rozpłodzie płciowym przytoczę te tylko, które albo w pewnéj epoce cieszyły się ogólném uznaniem, a przeto są wyrazem ogólnie wówczas panującego poglądu na świat organiczny, albo téż posługiwały się zupełnie nowémi argumentami służącémi do zwalczenia ich poprzedniczek.

Przystępując wreszcie do samego przedmiotu, pragnąłbym kilku słowy usprawiedliwić podział, który w rozprawce niniejszéj zastosowałem.

Nader zajmującym rysem historyi téj właśnie gałęzi wiedzy ludzkiéj jest okoliczność, iż nieraz po dłuższém i wyłączném panowaniu pewnych poglądów polegających na wspólnych podstawach, od razu powstaje teoryja nowa, która zupełnie niemal bez związku z poprzedniémi, wspiéra się na poglądach, na których polegały teoryje dawniejsze, często już zapomniane.

Ztąd wynika, że najodpowiedniejszy podział naszego przedmiotu polegałby na tém, aby nieuwzględniać tak sposobu dowodzenia jak i sumy wiedzy faktycznéj, na któréj się one wspiérają, lecz aby gromadzić wszystkie teoryje, które mają wspólny punkt wyjścia, nie bacząc czy są biegiem czasu do siebie zbliżone. Podziału tego trzymał się jeden z najznakomitszych znawców naszego przedmiotu, w jednéj z późniejszych swych publikacyi *), ale ze studyum tego właśnie dzieła zaczerpnąłem przekonania, że podział taki ma swe słabe strony. Najprzód bowiem sądzę, że nie wszystkie teoryje, które wychodzą ze wspólnéj ostatecznéj zasady, czyli raczéj, które się do takowéj sprowadzić dadzą, mogą być zestawiane razem. Wartość bowiem hipotezy polega bardziéj może na prawdziwości i liczbie faktów ją wspiérających i na metodzie dowodzenia, aniżeli na wartości ostatecznego przypuszczenia. Prócz tego zaś przemawia za innym podziałem, t. j. za chronologicznym to, że w ten właśnie sposób uzyskujemy wymowny obraz powolnego lecz ciągłego rozszerzania się widnokręgu naukowego i gromadzenia się coraz większéj ilości faktów stwierdzonych.

---

*) W. His. Unsere Koerperform und das physiologische Problem seiner Entstehung. Leipzig.

Z tych dwóch powodów postanowiłem się trzymać porządku chronologicznego, a chcąc długi przeciąg czasu, który nas od pierwszych początków téj nauki dzieli, rozłożyć na epoki, znalazłem tylko dwa fakty, które mi się wydają tak ważnymi, iż by od nich rozpocząć można nową epokę. Faktami tymi są po piérwsze poznanie prawdziwéj istoty jajnika i nasienników (spermatozoa) zwierząt ssących, a powtóre, ukazanie się teoryi Baera.

Czytelnik raczy mi wybaczyć jeżeli w trywialny sposób w skutek tego będę mówił o historyi starożytnéj, średniowiecznéj i nowoczesnéj naszéj nauki. Trzy te działy oczywiście mijają się zupełnie z epokami historyi państw i narodów, które témi samémi mianami nazywamy. Nasza bowiem historyja starożytna sięga aż do Stenona, Graafa, Leeuwenhoek'a (Lajwenhuk) a więc aż do drugiéj połowy wieku XVII., czasy średniowieczne trwają aż do wystąpienia Karola Ernesta v. Baera, a raczéj jego poprzed- Kaspra Fryderyka Wolffa skutkiem czego się cała prawie historyja nowożytna mieści w ciasnych ramach naszego stulecia.

Pierwsze początki naukowych poglądów na sprawy rozpłodu, o ile się źródłowo wyśledzić dają, napotykamy u Greków. Umysł badawczy tego narodu, któremu prawie żaden objaw sił przyrody nie pozostał obcym, który z takiém zamiłowaniem, i niezależnie od podań religijnych badał początek wszech rzeczy i powstanie świata zmysłowego, nie mógł długo pozostać obojętnym na sprawę, jaką jest utworzenie się nowego organizmu zapomocą rozpłodu płciowego. Proces ten, stojący w związku tak bliskim z najgłębszémi zagadnieniami filozoficznémi, wnet się dla Greków stać musiał przedmiotem rozmyślania. Powiadam rozmyślania a nie badania, badań bowiem w tym znaczeniu, jak je obecnie pojmujemy u Greków właściwie nie było. Sposoby wiodące ich do rozwiązania takich zagadnień, były wielce różnymi od dróg, któremi my postępujemy. Bez dostatecznego znawstwa budowy i czynności ustroju, którego dla braku odpowiednich metod badania zupełnie osiągnąć nie mogli, a więc na bardzo kruchéj podstawie faktycznéj, budowali Grecy swe śmiałe hipotezy jedynie zapomocą sumiennego stosowania prawideł ścisłéj logiki i zapomocą bystréj swéj dialektyki.

Stan teoryj rozpłodowych u Greków najlepiéj zdołamy ocenić jeżeli sobie uprzytomnimy, co im o téj sprawie było wiadomém, co więc pojąć i wytłomaczyć pragnęli. Uwzględnić w tém miejscu mu-

O ile dotychczas dolina Stawiarki i Kotlanki przez górnictwo naftowe zbadaną została, można śmiało przypuścić, że źródła naftowe Harklowej, Pagorczyny, Wojtowej, Libuszy, Lipinek, Krygu, Kobylanki, Dominikowic należą do 2go i 3go poziomu olejnego w piaskowcu karpackim, który tu jest przykryty nie głębokimi pokładami formacyi eoceńskiéj. Sądząc daléj z układu wartw i z innych właściwości geognostycznych, autor przypuszcza, że źródła olejne Harklowej, Pagorczyny i Wojtowej w szczelinie grzbietowéj, źródła zaś Lipinek, Libuszy, Krygu, Dominikowic i Kobylanki w szczelinie dolinowéj, przeciągającéj wzdłuż dolinę, się znajdują. Z innych danych geognostycznych wnioskuje autor, *że tu jest najstosowniejsze miejsce w całéj zachodniéj Galicyi do zapuszczania świdrów we większe głębie, celem przebicia najobfitszych źródeł i zbiorników podziemnych oleju.*

S z c z e l i n y.

Rozstrój w układzie warstw i pojawianie się źródeł naftowych na powierzchni ziemi w pewnych linijach każą się domyślać wielkich szczelin, które z jednéj strony ów wielki rozstrój umożebniły, z drugiéj zaś nagromadzenie i wyciekanie ropianki na powierzchnię ułatwiły. Autor, przypisując powstanie szczelin wpływowi wulkanizmu, zwraca uwagę na równoległość owych szczelin z głównym grzbietem Karpat; te szczeliny mają być między sobą poprzecznemi szczelinami połączone. W Galicyi zachodniéj rozróżnia on 3 główne linije szczelinowe:

1) linija zachodnia oznaczona przez źródła olejne: Rupniowa, Tymbarku, Mordarki, Pisarzowy, Męciny, Klęczan i Nowego Sącza;

2) linija środkowa idąca przez Ubiad, Klimkówkę, Librantowę, Mogilno, Posadowę, Starąwieś, Grybów, Wawrskę, Ropę, Łosie;

3) linija wschodnia, łącząca źródła olejne w Podlesiu, Gorlicach, Męcinie Wielkiéj i Ropiance.

Nadto wzmiankuje autor o podobnéj linii szczelinowéj w Galicyi wschodniéj, idącéj przez Bóbrkę i Głębokie aż do doliny Ropy na południe Jasła. Te linije, mniéj więcéj równoległe do głównego łańcucha Karpat, łączą nieregularne poprzeczne linije szczelinowe, oznaczone przez najobfitsze źródła olejne. I tak:

1) linija, idąca przez Gorlice, Sokół, Sękowę, Męcinę Małą, Ropicę Ruską i Pętną, łączy liniję główną wschodnią i środkową,

2) linija, łącząca Gorlice, Dominikowice, Kryg, Kobylankę, Lipinki, Libuszę, Wojtowę, Pagorczynę, Harklowę, znajduje się

między liniją wschodnią zachodniéj Galicyi, a liniją Bóbrka-Głębokie.

Najobfitsze obecnie źródła olejne znajdują się na owych poprzecznych linijach, a mianowicie odznaczają się największą obfitością linija przez Gorlice, Siary, Ropicę, Pętnę i linija przez Gorlice, Dominikowice, Lipinki, Wojtowę, Harklowę aż do Ropy.

Choć twierdzić nie można, żeby nafta tylko przez te szczeliny miała na powierzchnię wychodzić, i na tych szczelinach się pojawiać, to jednak ułatwiły one we wielu miejscach wyjście nafcie i gazom na powierzchnię ziemi. Niektóre skały są tak olejem przesiąkłe, że są prawie płynne. Nafta cieeze zwykle z dziurkowatych lub porowatych piaskowców, albo ze szczelin międzywarstwowych. Gazy wydobywają się, mianowicie tam, gdzie warstwy jeszcze normalnie leżą, z wielkim szumem, sykiem lub gwizdaniem; podziemne dziury i wydrążenia są naftą albo woskiem ziemnym wypełnione. Z wielu spostrzeżeń wyprowadza autor ten wniosek, że choć nafta się w eoceńskich utworach znajduje, to jednak utwory kredowe ogniwa Neokom zawierają główne źródliska olejne. We wyższych więc poziomach ma się znajdować nafta na drugorzędnem miejscu, *a właściwych jéj źródeł głębiéj szukać należy*. Cała grubość olejnodajnych utworów nie da się jeszcze dokładnie oznaczyć, to tylko jest podług autora faktem niewątpliwym, że we większych głębokościach na daleko obfitszy przypływ ropianki rachować można. Czy tam są wielkie rezerwoary olejne lub otchłanie, napełnione olejem, jak to autor broszury przypuszcza, trudno udowodnić.

*(C. d. n.)*

---

# Studyja z dziedziny fizyki teoretycznéj.

Napisał

Ludwik A. Birkenmajer.

(Ciąg dalszy)

8. **Funkcyje dla gęstości wewnątrz ziemi.** Oznaczywszy przez $V$ potencyjalną płynnéj massy, przez $N$ potencyjalną kulistego jądra (którego istnienie dla większéj ogólności przypuszczamy, przez $S$ wreszcie potencyjalną zewnętrznéj sztywnéj skorupy na

pewien punkt wewnętrzny sferoidu ziemskiego, mamy równanie hydrostatyczne

$$dp = \varrho d(V + N + S) \quad ,$$

które zamieni się na prostsze

$$dp = \varrho d(V + N)$$

jeżeli przypuścimy, że wierzchna skorupa ziemi o grubości $h$ jest warstwą kulistą, wówczas bowiem $S$ posiada wartość stałą dla każdego punktu wewnętrznego.

Związek między $p$ i $\varrho$, jaki teraz należy wprowadzić w ostatnie równanie wyraża oczywiście prawo ściśliwości materyi ziemskiej, przyczém należy uwzględnić bardzo prawdopodobny stan równowagi termicznéj w jéj wnętrzu. Przypuszczając mianowicie, jak to Poisson dla atmosfery ziemi uczynił, że dowolna warstwa sferyczna wewnątrz ziemi, jedną swą powierzchnią tyle nabiera ciepła (z jakiegokolwiek zresztą źródła pochodzącego) ile drugą utraca, czyli że przyrost jéj ciepła

$$dQ = o$$

w każdém miejscu jéj wnętrza — użyjemy na wyrażenie zależności w mowie będącéj wzoru (15) ust. 3go. W ten sposób wyprowadzone wzory będą miały oczywiście ważność tylko dla takowego idealnego stanu ustatkowania ciepłoty (stationärer Temperaturzustand), — czy i o ile to może mieć zrealizowanie na sferoidzie ziemskim, jest rzeczą wymagającą osobnego zastanowienia, tak samo jak i kwestyja epoki, dla któréj poniższe wzory mogą być prawdziwymi.

Różniczkując równanie (15) i podstawiając je w ostatni wzór otzymamy

$$B\lambda\varrho^{\lambda - 2} d\varrho = d(V + N) \quad ,$$

gdzie prawą stronę należy wyznaczyć z wiadomego kształtu warstw poziomowych ziemi. Za pomocą rozwinięcia potencyjalnéj na szereg zbieżny według funkcyj kulistych, można się łatwo przekonać, że gdy jedyną siłą wichrzącą jest siła odśrodkowa ruchu wirowego massy, powierzchnie poziomu niejednorodnéj ziemi są elipsoidami, obrotowemi, jeżeli kwadraty i wyższe potęgi deformacyi od kształtu kulistego pozwolimy sobie opuścić. Równanie powierzchni poziomu daje wówczas rozmiary i spłaszczenie warstw sferoidalnych jeżeli tylko prawo jakiemu gęstość wewnątrz ziemi ulega jest znaném, a zarazem okazuje, że jakiemkolwiek byłoby to prawo, spłaszczania warstw poziomu rosną od środka ku powierzchni zewnętrznéj.

Ażeby zatem wynaleść rzeczone prawo gęstości, od którego wszystkie następne rezultaty będą zależeć, pomińmy nasamprzód siłę perturbującą powstałą wskutek obrotowego ruchu massy. Wówczas powierzchnie poziomu będą poprostu współśrodkowémi kulami, a tak potencyjalna, jako téż cała wynikowa przyciągania będzie zależeć jedynie od promienia sferycznéj warstwy. Rozumiejąc przez $\mu$ massę wewnętrznego jądra i znacząc

$$\varrho = f(r) \tag{16}$$

otrzymamy całkowite przyciągania masy płynnéj i jądra wzdłuż promienia $r$

$$\frac{dV}{dr} = -\frac{4\pi}{r^2}\int_j^r z^2 f(z)dz \,, \quad \frac{dN}{dr} = -\frac{\mu}{r^2} \,,$$

wskutek czego poprzednie równanie zamieni się na

$$B\lambda\varrho^{\lambda-2}\frac{d\varrho}{dr} = -\frac{4\pi}{r^2}\int_j^r z^2 f(z)\,dz - \frac{\mu}{r^2} \,,$$

przyczem zaledwie potrzebujemy dodawać, że $j$ oznacza promień wewnętrznego jądra kulistego.

Mnożąc teraz przez $r^2$ i różniczkując otrzymamy

$$B\lambda\frac{d}{dr}\left\{r^2\varrho^{\lambda-2}\frac{d\varrho}{dr}\right\} = -4\pi r^2\varrho \,,$$

równanie różniczkowe drugiego rzędu między $\varrho$ i $r$, które całkowane doprowadza do szukanego związku. Przyoblecze się ono w prostszą formę gdy położymy

$$r\varrho^{\lambda-1} = u \,, \qquad \lambda \lessgtr 1 \tag{17}$$

skąd różniczkując i mnożąc następnie przez $r$ znachodzi się

$$(\lambda-1)r^2\varrho^{\lambda-2}\frac{d\varrho}{dr} = r\frac{du}{dr} - u \,; \tag{18}$$

a w skutek tego poprzednie równanie, po wykonaniu naznaczonego różniczkowania przechodzi na

$$\frac{d^2u}{dr^2} = -\gamma^2 u\left(\frac{u}{r}\right)^\beta \,, \tag{19}$$

gdzie

$$\gamma^2 = \frac{4(\lambda-1)\pi}{B\lambda} \,, \quad \beta = \frac{2-\lambda}{\lambda-1} \,. \tag{20}$$

Skąd wynika, że $\beta$ jest dodatném dla wartości na $\lambda$ dogadzających nierówności

$$1 > \lambda > 2 \quad ,$$

a w każdym innym razie jest ilością odjemną. Równanie (19) poucza zarazem, że funkcya $u$ nie może posiadać minimum, gdyż druga jéj pochodna posiada zawsze wartość odjemną jeżeli tylko $\lambda > 1$.

Całkowanie ogólnego równania (19) t. j. dla nieoznaczonéj wartości na parametr $\lambda$ (więc i $\beta$) przedstawia atoli trudności, których przy dzisiejszym stanie rachunku całkowego pokonać jest prawie niepodobném. Nawet metody całkowania zapomocą całek określonych lub zapomocą szeregów nieskończonych nie doprowadzają do celu z powodu nielinijności równania: istnieją atoli trzy wypadki, w których całkowanie daje się wykonać w kształcie skończonym.

Równanie (19) daje się zawsze sprowadzić do innego równania różniczkowego rzędu pierwszego. W istocie, kładąc

$$(21) \qquad r = e^{t} \quad , \quad u = e^{\theta t}\, w$$

przyczem

$$(22) \qquad \theta = \frac{\beta - 2}{\beta}$$

i uważając $t$ za nową zmienną niezależną, $w$ za nową zmienną zależną, otrzymujemy z powodu jednorodności równania (19)

$$\frac{d^2w}{dt} + (2\theta - 1)\frac{dw}{dt} + \theta(\theta - 1)\, w + \gamma^2 w^{\beta + 1} \quad o \quad ,$$

a ponieważ

$$\frac{d^2w}{dt^2} = \frac{dw'}{dt} = w'\frac{dw'}{dw} \quad , \quad w' = \frac{dw}{dt}$$

przeto wreszcie mamy

$$(23) \qquad w'\frac{dw'}{dt} + (2\theta - 1)w' + \theta(\theta - 1)\, w + \gamma^2 w^{\beta + 1} = o \quad ,$$

równanie różniczkowe pierwszego rzędu między zmiennémi $w$ i $w'$. Daje się ono całkować w następujących trzech wypadkach

*a)* $\lambda = 2$ , więc $\beta = o$

*b)* $\lambda = \frac{6}{5}$ , więc $\beta = 4$ , $\theta = \frac{1}{2}$ , $(2\theta - 1) = o$

*c)* $\lambda = \pm\infty$ , więc $\beta = -1$ , $\theta = 3$ .

Pierwszy wypadek jest widocznie identyczny z drugą hypotezą Laplace'a, drugi odpowiadający jeszcze nierówności

$$1 < \lambda < 2$$

stanowi zupełnie nowe rozwiązanie, trzeci wreszcie niedopełniający téj nierówności nie może być w teoryi ziemi dopuszczonym z powodu, że wykładnik $\lambda$ posiada wartość nieskończenie wielką.

Możemy jeszcze zauważyć, że i bez całkowania równania (19) daje się wynaleść massa całkiem płynnéj kuli o promieniu $r$, albowiem podług (18), (19) i (20) mamy

$$(24) \qquad \int_0^r z^2 f(z)\, dz = -\frac{\lambda - 1}{\gamma^2} r^2 \varrho^{\lambda - 2} \frac{d\varrho}{dr}$$

a dość jest pomnożyć prawą stronę przez $4\pi$ aby otrzymać wspomnianą massę. Podstawiając tutaj po prawéj stronie $r = a$ i odejmując od siebie oba te równania po pomnożeniu przez $4\pi$ otrzymalibyśmy także wartość całki

$$4\pi \int_a^r z^2 f(z)\, dz$$

wyrażającéj oczywiście massę warstwy kulistéj ograniczonéj u spodu powierzchnią sztywnego jądra, u góry zaś powierzchnią poziomową o promieniu $r$. Jedno z poprzednich równań zresztą, z uwagi na (20), daje bezpośrednio

$$(25) \qquad 4\pi \int_a^r z^2 f(z)\, dz = -\mu - \frac{4(\lambda - 1)\pi}{\gamma^2} r^2 \varrho^{\lambda - 2} \frac{d\varrho}{dr} \quad .$$

Kładąc w równaniu (24) $r = a$, prawa jego strona po pomnożeniu $4\pi$ daje widocznie massę wypełniętego przez jądro płynu, którą to massę wyrazimy przez $\mu'$.

9. **Spłaszczenia warstw ellipsoidalnych.** Oznaczywszy przez $\sigma$ spłaszczenie dowolnéj warstwy ellipsoidalnéj i pisząc dla skrócenia

$$(26) \qquad u_2 = r\sigma = \psi(r) \quad ,$$

wyprowadzimy za pomocą funkcyj kulistych następujące równanie [1])

---

[1]) Thomson und Tait l. c. pag. 78, 385, 386, 388, 391. J. C. Schmidt Lehrbuch der math. und phys. Geogr. (Göttingen 1829) Bd. I pag. 335, 347, 351, atoli w innéj cokolwiek postaci.

(27)

$$\left[\frac{\mu-\mu'}{r^2}+\frac{4\pi}{r^2}\int_0^r z^2 f(z)\,dz\right]u_2+\frac{4\pi}{5}\left\{r^2\int_r^a\frac{\psi(z)}{z}f'(z)dz+r^{-3}\int_j^r z\psi(z)f'(z)dz\right\}$$

$$=\left\{\frac{\omega^2}{2}+\frac{4\pi}{5}\varrho_0\frac{\psi(a)}{a}\right\}r^2 \quad ,$$

gdzie $\omega$ oznacza chyżość kątową ruchu obrotowego ziemi, $\varrho_0$ jéj gęstość powierzchniową, $a$ zewnętrzny promień, a wszystkie inne głoski posiadają to samo znaczenie co powyżéj.

Podstawiając tutaj po lewéj stronie wartość z równania (24), nzieląc przez $r^2$ i różniczkując otrzymamy

$$\frac{d}{dr}\left(\frac{Tu_2}{r^3}\right)=\frac{4\pi}{r^6}\int_j^r z^4\,\psi(z)\,f'(z)\,dz$$

gdzie

$$(28)\qquad T=\frac{\mu-\mu'}{r}-\frac{4\pi(\lambda-1)}{\gamma^2}r\varrho^{\lambda-2}f'(r) \quad ,$$

a tak tutaj jak i powyżéj pochodną funkcyi oznaczyliśmy sposobem L a g r a n g e'a t. j. kréskowaniem. Pomnóżmy jeszcze powyższe równananie przez $r^6$ i różniczkujmy je względem górnéj granicy całki określonéj, to wykonując naznaczone różniczkowania i dzieląc przez $r^3$ otrzymamy

$$\frac{d^2G}{dr^2}-\frac{6}{r^2}G=4\pi r\frac{d\varrho}{dr}u_2 \quad ,$$

gdzie znowu dla krótkości położyliśmy

$$(29)\qquad G=T.u_2 \quad .$$

Wyrażając stąd jeszcze ilość $u_2$ i podstawiając ją po prawéj stronie poprzedniego równania, otrzymamy

$$(30)\qquad \frac{d^2G}{dr^2}=\left(\frac{6}{r^2}+\frac{4\pi r}{T}\frac{d\varrho}{dr}\right)G \quad ,$$

równanie różniczkowe drugiego rzędu wyznaczające $G$, zatém także $u_2$ i $\varsigma$ we funkcyi $r$. Rozumie się samo przez się, że całkowanie tego równania nie prędzéj daje się przedsięwziąć, aż gdy $\varrho$ i $T$ we funkcyi $r$ nie zostaną wyznaczonémi t. j. dopiero po całkowaniu równania (19).

10. **Precessyja dla deformacyi siłą odśrodkową.** Przysposobimy teraz wzory na precessyją odpowiadające zasadniczemu

równaniu (15). Oznaczywszy masę zewnętrznéj skorupy przez $\mu_0$ mamy nasamprzód massę całej ziemi

$$M = \mu_0 + \mu + 4\pi \int_j^{a-h} z^2 f(z)\, dz \ ,$$

gdzie całka po prawej stronie stojąca daje się obliczyć podług równania (25) zastępując w niém $r$ przez $a$-$h$, skoro tylko wyrazimy $\varrho$ we funkcyi $r$.

Dzieląc to równanie przez ilość $\frac{4\pi}{3} a^3$ wyrażającą objętość całéj kuli otrzymamy średnią gęstość ziemi

$$(31) \qquad D = \frac{3(\mu_0 + \mu)}{4\, a^3 \pi} + \frac{3}{a^3} \int_j^{a-h} z^2 f(z)\, dz \ .$$

Oznaczywszy przez $A_1$, $B_1$, $C_1$ trzy momenty bezwładności ziemi około jéj trzech głównych osi geometrycznych, mamy

$$(32) \qquad \left| \begin{aligned} A_1 &= \iiint \varrho\,(y^2 + z^2)\, dx\, dy\, dz \ , \\ B_1 &= \iiint \varrho\,(z^2 + x^2)\, dx\, dy\, dz \ , \\ C_1 &- \iiint \varrho\,(x^2 + y^2)\, dx\, dy\, dz \ , \end{aligned} \right.$$

albo wprowadzając współrzędne biegunowe za pomocą relacyj

$$x = u \cos\varphi \cos\lambda \ ,$$
$$y = u \cos\varphi \sin\lambda \ ,$$
$$z = u \sin\varphi \ ,$$

skąd

$$dx\, dy\, dz = u^2 \cos\varphi\ d u\, d\varphi\, d\lambda \ ,$$

gdzie $u$ jest promieniem wodzącym, $\varphi$ szerokością a $\lambda$ długością geograficzną i zważając, że dla ciała obrotowego dwa główne momenty bezwładności około osi leżących w płaszczyźnie równika są równe t. j.

$$A_1 = B_1$$

(gdyż oś rzeczywistego obrotu ziemi, będącą trzecią główną osią wirowania obraliśmy za oś $Z$) — napiszemy

$$(32') \quad \begin{cases} A_1 = B_1 = 2\int_0^a \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \varrho u^4 \cos\varphi (1-\cos^2\varphi \sin^2\lambda) du d\varphi d\lambda \\ C_1 = 2\int_0^a \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \varrho u^4 \cos^3\varphi du d\varphi d\lambda \end{cases},$$

przyczém nadmieniamy, że jedynie rachunkiem zmuszeni jesteśmy tutaj przez $A_1$, $C_1$ rozumieć momenty bezwładności massy całkowicie płynnéj, albo przynajmniéj choć w części zesztywniałéj (t. j. na powierzchni i w jądrze wewnętrznem), ale mimo to w całości swéj ulegającéj jednemu prawu gęstości $f(r)$ — nie zaś jak to poprzednio zamierzyliśmy: momenty bezwładności trzech części składowych, sztywnéj wierzchnéj warstwy, płynnego wnętrza i sztywnego kulistego jądra. Momenty bezwładności $A_1$, $C_1$ powinnyby więc tedy składać się każdy z trzech dodajników, z których pierwszy odpowiadający sferoidalnéj warstwie o promieniach $a$ i $(a\text{-}h)$, jako też trzeci odpowiadający sferoidowi o średnim promieniu $= j$, do swego wyznaczenia wymagałyby znajomości prawa, według którego gęstość w tych dwóch sztywnych częściach ziemi jest rozpodzieloną — a to nie jest a priori danem, ani téż jak na teraz a posteriori wyznaczalném. Widoczném jest zaś, że te dwa dodajniki w każdéj z ilości $A_1$, $C_1$ nie są proporcyjonalne do masy wierzchnéj warstwy, a względnie wewnętrznego jądra, gdyż tak wierzchnéj skorupy jak i wewnętrznego jądra nie możemy uważać za jednorodne. Znając więc tylko ilości $\mu_0$ i $\mu$ nie zdołamy oznaczyć odpowiednich momentów bezwładności, chyba jeżeli przypuścimy, że pomimo sztywności tych dwóch mas prawo rozpodzielenia ich gęstości jest takiém samém jak i reszty płynu wewnętrznego, którego momenty bezwładności dają się wynaleść z ostatnich dwóch równań zamieniając tylko granicę całkowania według $u$, dólną na $j$, górną na $(a-h)$ (por. wzór 31).

Pokazuje się tedy, że dynamiczna teoryja precessyi oparta jedynie na hypotezie Bernouilli'ego jest możliwą tylko wtedy, gdy dla całéj massy ziemi — częścią sztywnéj częścią płynnéj — przypuścimy jedno prawo rozpodzielenia gęstości, czyli — co teoretycznie na jedno wychodzi — przypuścimy massę $\mu_0$ wierzchnéj skorupy równą masie $\mu'_0$ wypartéj cieczy a tak samo massę $\mu$ wewnętrznego jądra równą massie $\mu'$ cieczy przezeń wypełnionéj. Taki stan rzeczy przypuściwszy, rachunki dotyczące precessyi będą mogły mieć znaczenie dla pierwotnego stanu całkowitéj płynności ziemi, częściowe jéj zesztywnienie na powierzchi, w środku lub w obu miejscach zarazem można w rachunku tylko w ten sposób uwydatnić, że parametry, od których teoretyczna wielkość precessyi jest zawisłą, uczyni się funkcyami czasu.

To konieczne ułatwienie rachunków w teoryi precessyi księżycowo-słonecznéj odpada atoli jeżeli chcemy uwzględnić także drugorzędne wpływy perturbujące powstałe w skutek deformacyi płynu wewnętrznego. Wpływy te dla obecnéj epoki ziemi stawałyby się oczywiście zerem, jeżeli przypuścimy, że ziemia jest obecnie na wskróś sztywną: maximum zaś swoje osiągają w razie płynności całéj massy. Dla najogólniejszego wypadku częściowego zesztywnienia massy ziemi, a częściowéj jéj płynności, drugorzędne siły perturbujące sprawiają zmianę teoretycznéj precessyi, która porównana z obserwowaną dozwoliłaby wyznaczyć ową część istotnéj precessyi pochodzącą z drugorzędnych sił perturbujących, a zatém także grubość zewnętrznéj sztywnéj skorupy (jak to Hopkins w przybliżeniu uczynił) [7]), a nadto rozmiary wewnętrznego sztywnego jądra. W takim razie użycie wzorów (32') jest niedozwoloném (bo téż $A_1 > B_1$): ilości $A_1$, $B_1$, $C_1$, muszą być wprost z równań (32) obliczane; a 3 momenty bezwładności obu sztywnych części ziemi należy (zapomocą funkcyj analogicznych do kulistych) wyrazić z warunku, że obie te części były niegdyś płynnémi.

Niesłychane trudności rachunkowe jakie się tutaj ustawicznie napotyka zwiększają się jeszcze, jeżeli usiłowalibyśmy dotrzeć do rozwiązania ogólnego zadania: wyznaczyć argumenty precessyi dla massy kształtu zbliżonego do kuli częścią płynnéj częścią zesztywniałéj pod wpływem sił pierwszorzędnych perturbujących, jakotéż drugorzędnych powstałych w skutek deformacyi zdziałanéj wpływem pierwszych — zadania, którem o ile mi się zdaje, nikt się dotąd nie zajmował. Rachuby te, których się podjąłem i które na wzór zbieżnych rozwinąć funkcyi potencyalnéj według funkcyj kulistych urządzić się starałem, są same przez się nader ciekawe i pouczające, nie mogę ich atoli tutaj umieszczać, raz że są jeszcze nie ukończone, powtóre że niechciałbym zbytnio powiększać téj rozprawki, która i tak wypada większą niż się spodziewałem. Trudność, ważność i rozległość przedmiotu zachęcały mię pierwotnie do zasadniczego opracowania statycznéj i dynamicznéj teoryi ziemi opartéj jedynie na mechanicznych zasadach takich jak zasada

D. Bernoilli'ego, tém więcéj, że teoryja Laplace'a jest dziś niewystarczającą, a poszukiwania W. Thomson'a, Pratt'a i innych wyraźnie wskazują, jakich modyfikacyj takowa się domagana teraz zmuszony jestem zredukować mój zamysł i urzeczywistnienie jego na późniéj sobie zachować.

Dodajmy tutaj tylko szczególną własność tak zamierzonéj teoryi. Uważając ziemię pierwotnie za płynną i czyniąc wszystkie parametry wchodzące w rozwiązanie zadania funkcyjami czasu, otrzymalibyśmy rozwiązanie obowiązujące każdą epokę ziemi, zatém i tę epokę, w któréj ziemia przestała już być całkowicie płynną, a stała się w części sztywną. Ten zaś ostatni wypadek daje się zaś — jak to powyżéj nadmieniliśmy — traktować rachunkowo tak jak gdyby był pierwotnym, w skutek czego, tak pojęta teoryja ziemi dozwalałaby sama w sobie (t. j. bez pomocy spostrzeżeń) sprawdzenia rachunkowego, a nadto zapomocą spostrzeżeń wyznaczałaby czas jaki upłynął od początku sztywnienia ziemi, aż do epoki aktualnéj. Geotermiczne nasze wiadomości służyłyby teraz za ponowne sprawdzenie teoryi.

Stosownie do powyższego, będziemy tutaj przypuszczać i całkowitą płynność masy, skutkiem czego

$$\mu = \mu' \quad , \quad \mu_0 = \mu_0' \quad .$$

Nasamprzód równanie (30) dające spłaszczenie warstw ellipsoidalnych, z uwagi na (28) zamieni się na prostsze

$$(30') \qquad \frac{d^2G}{dr^2} = \left( \frac{6}{r^2} - \gamma^2 \varrho^{2\cdot\lambda} \right) G \quad ,$$

które atoli i teraz tak długo całkować się nie daje dopóki $\varrho$ nie zostanie wyrażoném że funkcye $r$, chyba gdy $\lambda = 2$, co odpowiada drugiéj hypotezie Laplace'a. W każdym razie jednak $G$, zatém i $\sigma$ jest funkcyą samego $r$ i posiada tę, już przez Clairaut'a odkrytą własność, że wzrasta wraz z $r$ od $r = o$ do $r = a$ nie osiągając na całéj téj przestrzeni ani maximum ani minimum.

Dla powierzchni poziomu, z zaniedbaniem drugich i wyższych potęg spłaszczenia wyprowadza się równanie [8]).

$$(33) \qquad u = r \left[ 1 + \sigma \left( \frac{1}{3} - sin^2 \varphi \right) \right] \quad ,$$

gdzie $u$ oznacza średni promień wodzący powierzchni poziomu przez pukt $(r, \varphi, \lambda)$ przechodzącéj; całkując równania (32') co do $\lambda$ i zważając że

$$\int_0^{2\pi} \sin^2\lambda\, d\lambda = \pi$$

otrzymamy nasamprzód

$$C_1 = 4\pi \int_0^a \int_0^{\frac{\pi}{2}} \varrho\, u^4 \cos^3\varphi\, du\, d\varphi \quad ,$$

$$A_1 = B_1 = 4\pi \int_0^a \int_0^{\frac{\pi}{2}} \varrho\, u^4 \cos\varphi\, du\, d\varphi - \frac{C_1}{2} \quad .$$

Z (33) po opuszczeniu kwadratów i wyższych potęg spłaszczenia znachodzimy

$$u^4\, du = r^4\, dr + \left(\frac{1}{3} - \sin^2\varphi\right) \frac{d(r^5\sigma)}{dr}\, dr \quad ,$$

a podstawiając to w powyższe wyrażenia na $A_1$ i $C_1$, całkując co do $\varphi$ i zważając że

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^3\varphi\, d\varphi = \frac{2}{3} \quad ,$$

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^2\varphi \cos^3\varphi\, d\varphi = \frac{2}{15} \quad ,$$

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{1}{3} - \sin^2\varphi\right) \cos\varphi\, d\varphi = 0 \quad ,$$

otrzymamy

$$(34) \quad \left\{ \begin{aligned} A_1 &= \frac{8\pi}{3} K - \frac{8\pi}{45} K_1 \quad , \\ C_1 &= \frac{8\pi}{3} K + \frac{16\pi}{45} K_1 \quad , \end{aligned} \right.$$

gdzie z Thomson'em oznaczyliśmy

$$(35) \quad \left\{ \begin{aligned} K &= \int_0^a \varrho\, r^4\, dr \\ K_1 &= \int_0^a \varrho\, \frac{d(r^5\sigma)}{dr}\, dr \quad . \end{aligned} \right.$$

Argument precessyi będzie tedy

$$(36) \qquad \frac{C_1 - A_1}{C_1} = \frac{3K_1}{15K + 2K_1}$$

gdzie ilość $K$ i $K_1$ z równań (35) obiczyć należy. W Thomson używa odmiennego wyrażenia

$$\frac{C_1 - A_1}{(C)}$$

na wyrażenie teoretycznego argumentu precessyi (l. c. II p. 400), gdzie

$$(C) = \frac{8\pi}{3}\int_o^a \varrho\, r^4\, dr = \frac{8\pi}{3} K$$

jest momentem bezwładności ziemi około jéj istotnéj osi wirowania w razie gdy uważać ją będziemy za dokładną kulę.

Aby uniknąć opisywań, stosunek powyższy używany przez Thomson'a nazwiemy krótko średnim argumentem precessyi.

Całce $K_1$ możemy nadać wygodniejszą postać. Całkując przez części i podstawiając granice, mamy nasamprzód

$$K_1 = a^5\,\sigma_0\,\varrho_0 - \int_o^a r^5 \sigma \frac{d\varrho}{dr}\, dr \quad ;$$

równanie (27) dla $\mu = \mu'$, $j = o$, $r = a$, daje z uwagi na (26)

$$\int_o^a z^4 \psi(z) f'(z)\, dz = \frac{5a^5}{4\pi}\left[\frac{\omega^2}{2} + \frac{4\pi}{5}\varrho_0 \frac{\psi(a)}{a}\right] - 5a\psi(a)\int_o^a z^2 f(z) dz$$

albo zastępując funkcyą $\psi$ wprost przez spłaszczenie i pisząc wszędzie pod znakiem całkowania $r$ zamiast $z$

$$\int_o^a r^5 \sigma \frac{d\varrho}{dr}\, dr = \frac{5a^5}{4\pi}\left[\frac{\omega^2}{2} + \frac{4\pi}{5}\varrho_0\sigma_0\right] - 5a^2\sigma_0\int_o^a r^2\varrho\, dr \quad ,$$

wskutek czego powyższe równanie po uwzględnieniu jeszcze związku (24) przechodzi na

$$(37) \qquad K_1 = \frac{5(1-\lambda)}{\gamma^2}\, a^4\,\sigma_0\,\varrho_0^{\lambda-2}\, f'(a) - \frac{5}{8\pi}\omega^2 a^5 \quad ,$$

a tak tutaj jak i w poprzednich wzorach przez $\sigma_0$ oznaczyliśmy spłaszczenie zewnętrznéj powierzchni.

Ostateczne wyznaczenie ilości $K$, $K_1$ a tém samém i argumentu precessyi, wymaga znajomości funkcyi $f(r)$ tj. redukuje się do całkowania równania (19).

11. **Dalsze deformacye.** Powyższe wzory wyprowadzone zostały w przypuszczeniu, że ziemia jakkolwiek płynna poprzednio, zesztywniała obecnie nie zmieniwszy przytém prawa wewnętrznéj gęstości na powierzchniach poziomu, ani kształtu (33) ostatnich. Mogą być one jeszcze ważnymi dla massy zupełnie płynnéj i ściefliwéj, która oprócz perturbacyi wewnętrznéj spowodowanéj działaniem siły odśrodkowéj, żadnym innym siłom perturbującym nie podlega. Nie dają się takowe atoli zastosować do masy częścią płynnéj, częścią skrzepłéj (jaką, dla większéj ogólności przypuściliśmy ziemię), w razie, gdy masa ziemi ulega wpływom dalszych deformacyi od jéj sferoidalnéj postaci, skutkiem działania np. księżyca i słońca. Obaczmy téż teraz, jaki wpływ mogą wywierać powstałe stąd fluktuacye płynu wewnętrznego (w razie gdy takowy się znajduje) na zjawiska precessyi księżycowo-słonecznéj — zadanie, którém jak nadmieniliśmy, zajmowali się Hopkins, Delaunay, J. H. Pratt i W. Thomson[1]) — trzéj pierwsi zwłaszcza w celu oznaczenia grubości sztywnéj skorupy ziemi.

Biorąc środek układu współrzędnych w środku geometrycznym niezdeformowanéj ziemi, oś rzeczywistego jéj obrotu za oś $Z$ (więc równik za płaszczyznę $XY$), oznaczmy współrzędne dowolnego punktu wnętrza ziemi przez $x$, $y$, $z$, współrzędne środka księżyca przez $\xi$, $\eta$, $\zeta$, środka słońca przez $\xi'$, $\eta'$, $\zeta'$, to składowe siły deformujących obu tych ciał niebieskich na punkt $(x, y, z)$ (a będących proporcyjonalnemi odpowiednio do

$$M(\delta\text{-}r)^{-2}-M\sigma^{-2},\ M'(\delta' r)^{-2}-M'\delta'^{-2}$$

gdzie $r$ jest bardzo małém w porównaniu z $\delta$ i $\delta'$) mają wartości

$$(38)\quad \left|\begin{aligned} \mathfrak{A} &= 2r\left\{\frac{M}{\delta^4}(\xi-x)+\frac{M'}{\delta'^4}(\xi'-x)\right\} \\ \mathfrak{B} &= 2r\left\{\frac{M}{\delta^4}(\eta-y)+\frac{M'}{\delta'^4}(\mu'-y)\right\} \\ \mathfrak{C} &= 2r\left\{\frac{M}{\delta^4}(\zeta-z)+\frac{M'}{\delta'^4}(\zeta'-z)\right\} \end{aligned}\right. ,$$

gdzie

[1]) l. c. Prócz tego W. Hopkins Researches in physical geology w lond-Philosoph. Transactions for 1839 II pag. 311; for 1840 I. pag. 193; for 1842 I. pag. 43 i nast. Poglądy Hopkins'a podziela także sławny badacz Etny Sartorius von Waltershausen.

$\delta^2 = (\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + (\zeta - z)^2$ , $\delta'^2 = (\xi' - x)^2 + (\eta' - y)^2 + (\zeta' - z)^2$ ,
zaś $M$ i $M'$ oznaczają massę księżyca i słońca (patrz ust. I.). Znacząc

$$\mathfrak{A}\,dx + \mathfrak{B}\,dy + \mathfrak{C}\,dz = d\mathfrak{D} \quad ,$$

gdzie $\mathfrak{D}$ jest oczywiście potencyjalną siły deformującéj księżyca i słońca mamy

$$d\,\mathfrak{D} = -\,2r \left| M \frac{d\delta}{\delta^3} + M' \frac{d\delta'}{\delta'^3} \right| \quad ,$$

a całkując

(39) $$\mathfrak{D} = r \left\{ \frac{M}{\delta^2} + \frac{M'}{\delta'^2} \right\} \quad .$$

Oznaczając przez $R$ i $R'$ średnie oddalenie księżyca od ziemi i słońca od ziemi mamy

$$\delta^2 = R^2 - 2(\xi x + \eta y + \zeta z) + r^2 \quad ,$$
$$\delta'^2 = R'^2 - 2(\xi' x + \eta' y + \zeta' z) + r^2 \quad ;$$

podnosząc oba te równania do potęgi $-1$ i zważając że $r$ w porównaniu z $R$ i $R'$ jest nader małém otrzymamy po opuszczeniu czwartych i wyższych potęg ułamków $\frac{1}{R}$ , $\frac{1}{R'}$

(40)
$$\frac{\mathfrak{D}}{r} = \left(\frac{M}{R^2} + \frac{M'}{R'^2}\right) + 2\left(\frac{M\xi}{R^4} + \frac{M'\xi'}{R'^4}\right)x + 2\left(\frac{M\eta}{R^4} + \frac{M'\eta'}{R'^4}\right)y + 2\left(\frac{M\zeta}{R^4} + \frac{M'\zeta'}{R'^4}\right) .$$

Dla powierzchni poziomu mamy równanie hydrostatyczne

$$\left(\frac{dV}{dx} - \omega^2 x - \mathfrak{A}\right)dx + \left(\frac{dV}{dy} - \omega^2 y - \mathfrak{B}\right)dy + \left(\frac{dV}{dz} - \mathfrak{C}\right)dz = o$$

a znacząc krótko

$$\left(\frac{dV}{dx} - \omega^2 x\right)dx + \left(\frac{dV}{dy} - \omega^2 y\right)dy + \frac{dV}{dz}dz = dF$$

mamy

$$dF - d\mathfrak{D} = o \quad ,$$

a całkując

(41) $$F - \mathfrak{D} = C = \text{stałéj},$$

gdzie

(40') $$\frac{\mathfrak{D}}{M_1 r} = Q_0 + Q_1\,x + 2\,Q\,y + Q_3\,z$$

a znaczenie głosek po prawéj stronie z równania (40) daje się wyczytać.

Szukajmy funkcyi $F$. Gdy $R = \infty$ , $R' = \infty$ , to $\mathfrak{D} = o$, a równanie powierzchni poziomu jest

$$dF = o \quad \text{skąd} \quad F = \text{stałéj, czyli jeszcze}$$

$$(42) \qquad F = V - \frac{\omega}{2}(x^2+y^2) = \text{stałéj}.$$

Używając współrzędnych biegunowych połóżmy

$$F = F(u, \varphi, \lambda) \quad ,$$

to natenczas różniczkowanie równania (42) daje

$$\frac{dF}{du}du + \frac{dF}{d\varphi}d\varphi + \frac{dF}{d\lambda}d\lambda = o \quad ,$$

a ponieważ podług (33)

$$du = -2r\sigma \sin\varphi \cos\varphi \, d\varphi \quad ,$$

przeto

$$\left(\frac{dF}{d\varphi} - 2r\sigma \sin\varphi \cos\varphi \frac{dF}{du}\right)d\varphi + \frac{dF}{d\lambda}d\lambda = o,$$

co, ponieważ $\varphi$ i $\lambda$ są zmiennemi od siebie niezależnemi — rozpada się na dwa równania

$$\frac{dF}{d\lambda} = o$$

$$\frac{dF}{d\varphi} - 2r\sigma \sin\varphi \cos\varphi \frac{dF}{du} = o \; .$$

Pierwsze z nich wypowiada, że potencyalna $F$ jest niezależną od długości geograficznéj $\lambda$, drugie równanie różniczkowe o pochodnych cząstkowych pierwszego rzędu całkowane daje

$$F = \psi\left(u + 2r\sigma \int \sin\varphi \cos\varphi \, d\varphi\right)$$

czyli

$$F = \psi\left(u + r\sigma \sin^2\varphi + c'\right)$$

gdzie $\psi$ jest funkcyją dowolną, a $c'$ stałą dowolną.

W celu wyznaczenia tak funkcyi $\psi$, jako téż i stałéj, załóżmy $\omega = o$, co pociąga za sobą także $\sigma = o$, a zważając, że wówczas powierzchnie poziomu są współśrodkowémi kulami, mamy podług (42)

$$F(u, \varphi, \lambda) = V = \frac{M_1}{u} \quad ,$$

gdzie $M_1$ oznacza masę ziemi. Zatém

$$\psi(u + c') = \frac{M_1}{u} \quad ;$$

zastępując zaś tutaj $u$ przez $(u-c')$

$$\psi\,(u) = \frac{M_1}{u-c'}\quad,$$

przezco funkcya $\psi$ zostaje wyznaczoną. Kładąc tu zamiast $u$ ilość $u + r\sigma\, sin^2\, \varphi + c'$, stała $c'$ znika sama przez się i znajduje się równanie

$$F(u, \varphi, \lambda) = \frac{M_1}{u + r\sigma\, sin^2\, \varphi}$$

przedstawiające właśnie związek szukany.

Równanie podwójnie zdeformowanych powierzchni poziomu będzie teraz mocą (41)

$$(43)\qquad \frac{M_1}{u + r\sigma\, sin^2\, \varphi} - \mathfrak{D} = C\quad ;$$

stałą $\mathfrak{C}$ wyznaczymy kładąc znowu $R = \infty$, $R' = \infty$, i znacząc przez $u_1$ zmienny promień dwukrotnie zdeformowanéj warstwy dla stałéj wartości $C$ na potencyjalną, co daje

$$\frac{M_1}{u_1 + r\sigma\, sin^2\, \varphi} = C\quad ;$$

rugując stąd i z (43) stałą wartość potencyjalnéj $C$, dzieląc jeszcze przez $M_1$, kładąc

$$(40'')\qquad \frac{\mathfrak{D}}{M_1} = D = rQ_0 + 2r^2\, G\quad ,$$

opuszczając kwadraty, iloczyny i wyższe potęgi ilości $\sigma$, $D$, wyrażając $u$ zapomocą (33) i pisząc zamiast $u_1$ poprostu głoskę $u$ otrzymamy wreszcie

$$(43')\qquad u = r\left\{ 1 + \sigma\left(\frac{1}{3} - sin^2\, \varphi\right) + r\, D \right\}$$

jako biegunowe równanie powierzchni poziomu płynu podwójnie zdeformowanego.

Aby je bliżéj rozpoznać, wystarczy zamienić zmienne ilości na współrzędne układu prostokątnego linijnego. Podnosząc obustronnie do kwadratu z dokładnością pierwszych potęg ilości $\sigma$, D i bacząc, że

$$sin\ \varphi = \frac{z}{u}\quad ,$$

po wstawieniu wartości na $\mathfrak{D}$ podług (40') — otrzymamy

(43″)

$$x^2+y^2+(1+2\sigma)z^2-4r^4(Q_1 x+Q_2 y+Q_3 z)=r^2\left\{1+\frac{2\sigma}{3}+2r^2 Q_0\right\} \quad ,$$

a to zwiastuje jeszcze elipsoidę obrotową, któréj środek ma współrzędne

$$2r^4\ Q_1 \quad , \qquad 2r^4\ Q_2 \quad , \qquad 2r^4\ Q_3 \quad ,$$

u któréj atoli kierunki osi głównych spadają zupełnie z kierunkami osi elipsoidy (33). Rezultat ten jest niezmiernie ważnym w teoryi precessyi takiéj masy częścią sztywnéj, częścią płynnéj, okazuje bowiem, że dwójki sił (Kraeftepaar) pochodzące z działania księżyca i słońca na niecentrobaryczną ziemię a odpowiadające częściom sztywnym takowéj, usiłują ją obrócić około równikowych osi równoległych tak — iż główne osie ellipsoid poziomu tak części sztywnéj jak i płynnéj zachowają stale swoją wzajemną równoległość. Następujący rachunek okaże to wyraźniéj.

Gdy oddalona masa perturbująca $S$ działa na ciało zbliżone do kuli, ale nie będące centrobaryczném, działanie owo daje się zawsze sprowadzić do siły przechodzącéj przez środek bezwładności masy i trzy dwójki sił usiłujące masę obracać około jéj trzech głównych osi bezwładności (dające się więc złożyć w jedną wynikową). Oznaczając przez $A$, $B$, $C$ jak wyżéj, trzy główne momenty bezwładności, przez $M$ masę, a przez $\delta$ odległość masy perturbującéj (tj. jéj środka ciężkości) od środka bezwładności masy perturbowanéj — momenty rzeczonych trzech dwójek sił wyrażą się odpowiednio przez [1])

$$3\frac{(C-B)}{\delta^5}\eta\zeta \quad , \qquad 3\frac{(A-C)}{\delta^5}\zeta\xi \quad , \qquad 3\frac{(B-A)}{\delta^5}\xi\eta$$

gdzie $\xi$, $\eta$, $\zeta$ są współrzędnemi środka ciężkości perturbującéj masy. Gdyby cała ziemia była płynną, główne momenty bezwładności $A$, $B$, $C$ nie byłyby równe momentom około trzech osi geometrycznych jéj zewnętrznéj powierzchni — wówczas bowiem środek bezwładności nie spadałby w ogólności razem ze środkiem geometrycznym ellipsoid (43′); byłyby zaś równe, gdyby była całkowicie sztywną, gdyż środek jéj bezwładności spadałby razem ze

[1]) Thomson l. c. II p. 76. Ten sam rezultat daje się znaleść bez uciekania się do funkcyj kulistych, zapomocą rozwinięcia potencyalnej na szereg p. np. Duhamel Lehrbuch der reinen Mechanik (deutsch von Wagner) Bd. I pag. 166.

środkiem geometrycznym ellipsoidy (33). Ponieważ żadnego z tych wypadków nie chcemy przypuszczać, chcąc pozostać przy ogólném założeniu częściowéj sztywności, przeto należy wynaleść nasamprzód środek i trzy główne osie bezwładności dla całkowitéj takiéj niejednolitéj masy i dopiero dla nich obliczyć ilości $A$, $B$, $C$. Zauważymy przytém, iż sam rzut oka na równanie (43'') wystarcza, aby przekonać się o słuszności twierdzenia J. H. Pratt'a. Chwilowa oś obrotu sztywnéj skorupy nie spada w ogólności z taką osią wewnętrznego płynu (z powodu, że środki bezwładności ich są różne) ani z osią obrotu hypotetycznego jądra — wszystkie atoli są do siebie równoległe.

Oznaczmy przez $x_1$, $y_1$, $z_1$ współrzędne środki bezwładności całéj ziemi, przez $x'$, $y'$, $z'$ współrzędne bieżące dowolnego jé punktu ze względu na główne jéj osie, to konieczne lecz i dostateczne warunki, aby ten prostokątny układ współrzędnych był głównym, są

$$\int y'z'dm = o\ , \quad \int z'x'dm = o\ , \quad \int x'y'dm = o\ ,$$

gdzie $m$ oznacza element masy ciała, a całkowanie pojedynczo naznaczone jest potrójnem i odbyć się ma w granicach całemu ciału odpowiadających [1]). Bacząc że środek bezwładności jest zarazem środkiem ciężkości ciała, dla którego mają miejsce związki

$$\int xdm = x_1 \int dm\ , \quad \int ydm = y_1 \int dm\ , \quad \int zdm = z_1 \int dm\ ,$$

wyrazimy powyższe warunki dla kierunków głównych osi zdeformowanéj ziemi, zapomocą równań we współrzędnych biegunowych

$$(45)\quad \left\{\begin{aligned} &\int\int\int \varrho u^4 \sin\varphi \cos^2\varphi \sin\lambda\ du d\varphi\ d\lambda = o\ , \\ &\int\int\int \varrho u^4 \sin\varphi \cos^2\varphi \cos\lambda\ du\ d\varphi\ d\lambda = o\ , \\ &\int\int\int \varrho u^4 \cos^3\varphi \sin\lambda \cos\lambda\ du\ d\varphi d\lambda = o\ , \end{aligned}\right.$$

przyczem

$$(46)\quad x_1 = u_1 \cos\varphi_1 \cos\lambda_1\ , \quad y_1 = u_1 \cos\varphi_1 \sin\lambda_1\ , \quad z_1 = u_1 \sin\varphi_1$$

---

[1]) Duhamel l. c. Bd. II pag. 119.

gdzie $u_1$ jest odległością środka bezwładności ziemi od początku współrzędnych, $\varphi_1$ $\lambda_1$ jego szerokością i długością geograficzną.

Z równań (45) daje się, jak to zaraz zobaczymy, wyznaczyć położenie szukanych głównych osi, pomimo że $\varrho$ we funkcyi $r$ wyrażonem nie zostanie. Ostatnie zawisło od ogólnego całkowania równania (19), czego dotąd nie zdołaliśmy uczynić, całkowanie zaś co do $\varphi$ i $\lambda$ w każdem z trzech równań (45) redukuje się znowu do trzech całkowań odrębnych. Pierwsze z nich odpowiada sztywnéj skorupie, drugie wewnętrznemu płynowi, trzecie hypotetycznemu jądru. Rachunki i tak już rozwlekłe uprościmy choć cokolwiek, wstawiając ogólniejszą wartość (43′) w równania (45); zakładając następnie (gdy się tego okaże potrzeba) $D = o$, wydedukujemy stamtąd rezultat jaki otrzymalibyśmy bezpośredniém wstawieniem wartości (33) w równania (45).

Obliczymy nasamprzód momenty bezwładności płynu, dwukrotnie zdeformowanego (43′), względem jego własnych głównych osi obrotu, do czego wystarcza znać momenty względem osi $X$, $Y$, $Z$, które do tamtych są zawsze równoległe — a stąd wreszcie szukane ilości $A$, $B$, $C$.

W istocie mechanika uczy, że znając moment bezwładności ciała względem pewnéj jego osi, daje się z łatwością wynaleść moment bezwładności względem każdéj prostéj do niéj równoległéj [1]), zatem i względem prostéj będącéj wspólną główną osią bezwładności sztywnych i płynnych części ziemi. Jakkolwiek bowiem nie znamy jeszcze położenia wspólnego środka bezwładności skorupy, płynu i jądra, to — z powodu udowodnionéj równoległości osi ich powierzchni poziomu — możemy już z góry wnosić, iż poszczególne między sobą równoległe osie, są także i do wspólnéj równoległe.

Wprowadźmy następujące oznaczenia

$$(47)\quad \left\{ \begin{aligned} A_0 &= 2\int_\alpha^\beta \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \varrho u^4 \cos\varphi\, (1 - \cos^2\varphi \cos^2\lambda)\, du\, d\varphi\, d\lambda \quad , \\ B_0 &= 2\int_\alpha^\beta \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \varrho u^4 \cos\varphi\, (1 - \cos^2\psi \sin^2\lambda)\, du\, d\varphi\, d\lambda \, , \\ C_0 &= 2\int_\alpha^\beta \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \varrho u^4 \cos^3\varphi\, du\, d\varphi\, d\lambda \quad , \end{aligned} \right.$$

[1]) Duhamel l. c. Bd. II p. 117.

gdzie $\alpha$, $\beta$ są jeszcze nieoznaczonymi parametrami. Takowe całki przedstawiają według (32) momenty bezwładności masy ograniczonéj powierzchniami poziomu od $u = \alpha$, do $u = \beta$. Gdy powierzchnie poziomu są obrotowemi około osi $Z$, to $u$ nie zależy od długości geograficznéj $\lambda$, całkując więc co do $\lambda$ i zważając że

$$\int_0^{2\pi} cos^2\lambda d\lambda = \int_0^{2\pi} sin^2\lambda d\lambda = \pi$$

otrzymamy

$$A = B = 2\pi \int_\alpha^\beta \int_0^{\frac{\pi}{2}} \varrho\, u^4 \cos\varphi\, (2 - \cos^2\varphi)\, du d\varphi \quad ,$$

$$C = 4\pi \int_\alpha^\beta \int_0^{\frac{\pi}{2}} \varrho u^4 \cos^3\varphi\, du\, d\varphi \quad ,$$

momenty $A$ i $B$ równe, jak być powinno.

Podnosząc równanie (43') do piątéj potęgi, różniczkując i kładąc dla skrócenia

$$\frac{d(r^5\sigma)}{dr} = m \ , \quad r^4 + \left(\frac{1}{3} - sin^2\varphi\right) m + yr^6\, Q_0 = L$$

otrzymamy w przyjętém przybliżeniu

$$u^4 du = (L + 16\, r^7 G)\, dr$$

otrzymamy z (46)

$$A_0 = 2\int_\alpha^\beta \varrho dr \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos\varphi\ d\varphi \int_0^{2\pi} (L + 16 r^7 G)\,(1 - \cos^2\varphi \cos^2\lambda)\, d\lambda$$

$$B_0 = 2\int_\alpha^\beta \varrho dr \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos\varphi\ d\varphi \int_0^{2\pi} (L + 16 r^7 G)\,(1 - \cos^2\varphi \sin^2\lambda)\, d\lambda$$

$$C_0 = 2\int_\alpha^\beta \varrho dr \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^3\varphi \int_0^{2\pi} (L + 16 r^7 G)\, d\lambda.$$

Ponieważ według

$$\int_0^{2\pi} G d\lambda = \int_0^{2\pi} \left\{ Q_1 \cos\varphi \cos\lambda + Q_2 \cos\varphi \sin\lambda + Q_3 \sin\varphi \right\} d\lambda$$
$$= 2\pi\, r Q_3 \sin\varphi$$

przeto

$$\int_0^{2\pi} (L + 16 r^7 G)\, d\lambda = 2\pi \left\{ L + 16 r^7\, Q_3 \sin\varphi \right\} ,$$

dalej ponieważ

$$\int_0^{2\pi} (L + 16 r^7 G) \cos^2\lambda\, d\lambda = L \int_0^{2\pi} \cos^2\lambda\, d\lambda + 16 r^7 \int_0^{2\pi} G \cos^2\lambda\, d\lambda$$

$$= \pi \left\{ L + 16 r^8\, Q_3 \sin\varphi \right\} ,$$

gdyż

$$\int_0^{2\pi} \cos^2\lambda\, d\lambda = \pi ,$$

$$\int_0^{2\pi} \cos^3\lambda\, d\lambda = \int_0^{2\pi} \sin^3\lambda\, d\lambda = \int_0^{2\pi} \sin\lambda \cos^2\lambda\, d\lambda = 0 .$$

W podobny sposób, zważając że

$$\int_0^{2\pi} \sin^2\lambda\, d\lambda = \pi , \quad \int_0^{2\pi} G \sin^2\lambda\, d\lambda = \int_0^{2\pi} G \cos^2\lambda\, d\lambda ,$$

otrzymamy z (47)

$$A_0 = B_0 = 2\pi \int_\alpha^\beta \varrho\, dr \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos\varphi\, (2 - \cos^2\varphi) \left\{ L + 16 r^7\, Q_3 \sin\varphi \right\} d\varphi$$

$$C_0 = 4\pi \int_\alpha^\beta \varrho\, dr \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^3\varphi \left\{ L + 16 r^7\, Q_3 \sin\varphi \right\} d\varphi .$$

Uwagi godną jest rzeczą, że i w tym razie momenty bezwładności $A_0$, $B_0$, są sobie równe, jakkolwiek powierzchnia podwójnie zdeformowana nie jest wcale obrotową.

Bacząc dalej, iż

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos\varphi\, d\varphi = 1 , \quad \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\varphi \cos\varphi\, d\varphi = \frac{1}{2} , \quad \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\varphi \cos^3\varphi\, d\varphi = \frac{1}{4}$$

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^3\varphi\, d\varphi = \frac{2}{3} , \quad \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^2\varphi \cos^3\varphi\, d\varphi = \frac{2}{15} , \quad \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{1}{3} - \sin^2\varphi\right) \cos\varphi\, d\varphi = 0$$

otrzymamy po wykonaniu naznaczonych całkowań względem $\varphi$

$$A_0 = B_0 = 2\pi \int_\alpha^\beta \varrho \left\{ \frac{4}{3} r^4 - \frac{4}{45} + \frac{28}{3} \; Q_0 r^6 + 12 \; Q_3 r^7 \right\} dr$$

$$C_0 = 4\pi \int_\alpha^\beta \delta \left\{ \frac{2}{3} r^4 + \frac{4}{45} \, m + \frac{14}{3} \; Q_0 r^6 + 4 \; Q_3 \, r^7 \right\} dr \, .$$

Połóżmy ogólnie

$$(48) \quad \left| \begin{aligned} &\int_\alpha^\beta \varrho r^4 dr = K(\alpha, \beta) \\ &\int_\alpha^\beta \varrho m dr = K_1(\alpha, \beta) \\ &\int_\alpha^\beta \varrho r^6 dr = K_2(\alpha, \beta) \\ &\int_\alpha^\beta \varrho r^7 dr = K_3(\alpha, \beta) \end{aligned} \right.$$

to napiszemy

$$(49) \quad \left| \begin{aligned} &A_0 = B_0 = \frac{8\pi}{3} K(\alpha,\beta) - \frac{8\pi}{45} K_1(\alpha,\beta) + \frac{56}{3} \pi Q_0 K_2(\alpha,\beta) + 24\pi Q_3 K_3(\alpha,\beta) \\ &C_0 = \frac{8\pi}{3} K(\alpha,\beta) + \frac{16\pi}{45} K_1(\alpha,\beta) + \frac{56}{3} \pi Q_0 K_2(\alpha,\beta) + 16\pi Q_3 K_3(\alpha,\beta) \end{aligned} \right.$$

przyczem $\alpha$ i $\beta$ pozostają na razie jeszcze nieoznaczone. Gdyby masy perturbujące (u nas księżyc i słońce) poruszały się w płaszczyźnie równika, mielibyśmy $Q_3 = o$, a momenty powyższe byłyby o ilość $\frac{56}{3} \pi Q_0 K_2 \, (\alpha,\beta)$ różne od momentów płynu (33) zdeformowanego tylko przez siłę odśrodkową. Zatem średni argument precessyi byłby dla płynu (43′) taki sam jak i dla płynu (33) pod warunkiem wszelako, że osie $X$, $Y$, $Z$ są zarazem jego głównemi osiami.

Oznaczmy
przez $A_0'$, $B_0'$, $C_0'$ momenty bezwładności wierzchnej skorupy,
„ $A_0''$, $B_0''$, $C_0''$ „ „ wewnętrznego płynu,
„ $A_0'''$, $B_0'''$, $C_0'''$ „ „ hypotetycznego jądra,
wszystkie względem osi X, $Y$, $Z$, otrzymamy z łatwością momenty wszystkich tych części razem wziętych względem tych samych osi. Stosownie atoli do wyobrażeń naszych o jakości kształtowania się sztywnych i płynnych części ziemi, należy odróżnić tutaj sześć różnych przypadków.

A) Jedynie płyn wewnętrzny deformuje się działaniem księżyca i słońca, zaś części sztywne posiadają kształt niezmienny, a to taki, jak gdyby dla nich ostatnia perturbacya deformacyjna nie istniała. Spełnia się to, jeżeli przypuścimy, że ziemia najpierw częścią zesztywniała, a dopiero późniéj weszła w bliższą styczność z księżycem i słońcem, które już nie mogły taką rzeczą wywierać na jéj części sztywne dalszego wpływu deformacyjnego. Przypuszczenie to byłoby jak widać wręcz przeciwnem hypotezie kosmogonicznéj Laplace'a.

Z (49) kładąc $Q_0 = o$, $Q_3 = o$, $\beta = a$, $\alpha = a - h$ mamy dla wierzchniéj skorupy

$$A_0' = B_0' = \frac{8\pi}{3} K(a-h, a) - \frac{8\pi}{45} K_1(a-h, a)$$

$$C_0' = \frac{8\pi}{3} K(a-h, a) + \frac{16\pi}{45} K_1(a-h, a) \quad ;$$

dla płynu wewnętrznego $\beta = a\text{-}h$, $\alpha = j$ ( = promieniowi jądra)

$$A_0'' = B_0'' = \frac{8\pi}{3} K(j, a\text{-}h) - \frac{8\pi}{3} K_1(j, a\text{-}h)$$

$$+ \frac{56}{3} Q_0 \pi K_2 (j, a\text{-}h)\, 24 + 24\, Q_3 \pi K_3 (j, a\text{-}h) \quad ,$$

$$C_0'' = \frac{8\pi}{3} K(j, a\text{-}h) + \frac{16\pi}{45} K_1 (j, a\text{-}h)$$

$$+ \frac{56}{3} Q_0 \pi K_2 (j, a\text{-}h) + 16\, Q_3 \pi\, K_3 (j, a\text{-}h) \quad ;$$

dla hypotetycznego sztywnego jądra $Q_0 = o$, $Q_3 = o$, $\alpha = o$, $\beta = j$

$$A_0''' = B_0''' = \frac{8\pi}{3} K(o, j) - \frac{8\pi}{45} K_1 (o, j) \quad ,$$

$$C_0''' = \frac{8\pi}{3} K(o, j) + \frac{16\pi}{45} K_1\ o, j \quad ;$$

znacząc krótko

$$A_0 = A_0' + A_0'' + A_0'''$$
$$B_0 = B_0' + B_0'' + B_0'''$$
$$C_0 = C_0' + C_0'' + C^{0'''}$$

otrzymamy dodając stronami odpowiednie z powyższych równań

$$
(50)\quad \begin{cases}
A_0 = B_0 = \dfrac{8\pi}{3} K(o, a) - \dfrac{8\pi}{45} K_1\,(o, a) \\[2mm]
\quad \dfrac{56}{3} Q_0 \pi K_2\,(j, a\text{-}h) + 24 Q_3 \pi K_3\,(j, a\text{-}h) \\[2mm]
C_0 = \dfrac{8\pi}{3} K(o, a) + \dfrac{16\pi}{45} K_1\,(o, a) \\[2mm]
\quad + \dfrac{56}{3} Q_0 \pi K_2\,(j, a\text{-}h) + 16\, Q_3 \pi K_3\,(j, a\text{-}h)
\end{cases}
$$

gdyż dla dowolnéj z funkcyj $K$, $K_1$, $K_2$, $K_3$ ma miejsce ogólne równanie

$$K\,(a_1, a_2) + K\,(a_2, a_3) + K\,(a_3, a_4) = K\,(a_1, a_4).$$

Momenty bezwładności niejednolitéj ziemi względem osi współrzędnych są więc w tym razie dane wzorami (50).

B. Skorupa wierzchna zesztywniała nasamprzód, hypotetyczne zaś jądro zestalało się już pod wpływem perturbacyi księżycowo-słonecznéj. Zadanie to znacznie trudniejsze od poprzedniego, jest zarazem ogólniejszém od zadania pp. Hopkins'a, Delaunay i Pratt, przechodząc na takowe gdy założymy $j = o$, a równocześnie przypuścimy $h$ bardzo małém.

Momenty $A'_0$, $B'_0$, $C'_0$, jakoteż $A_0''$, $B_0''$, $C_0''$ będą miały te same wartości co powyżéj, zaś dla jądra musimy inne wzory wyprowadzić.

Równanie powierzchni poziomu zestalonego jądra będzie oczywiście takie same jak i płynu, tylko nie będzie już zależném od czasu $t$, tkwiącego w ilościach $\xi$, $\eta$, $\zeta$, $\xi'$, $\eta'$, $\zeta'$ — potrzeba więc $D$ uczynić niezależném od czasu. Znacząc przez $Q_0''$, $Q_1''$, $Q_2''$, $Q_3''$ wartości na $Q_0$, $Q_1$, $Q_2$, $Q_3$ wypadające dla założenia $t = t'' =$ stałéj, gdzie $t$ oznacza oczywiście czas jaki upłynął od chwili zupełnego zestalenia się jądra, a raczéj epokę tego wydarzenia, będzie

$$
\begin{aligned}
A_0 = B_0'' &= \frac{8\pi}{3} K\,(o, j) - \frac{8\pi}{45} K_1\,(o, j) \\
&+ \frac{56}{3} Q_0''\pi\, K_2\,(o, j) + 24\, Q_3''\pi\, K_3\,(o, j) \quad , \\
C_0'' &= \frac{8\pi}{3} K\,(o, j) + \frac{16\pi}{45} K_1\,(o, j) \\
&+ \frac{56}{3} Q_0''\pi\, K_2\,(o, j) + 16\, Q_3\pi\, K_3\,(o, j) \quad ;
\end{aligned}
$$

więc

$$(51)\quad\left|\begin{aligned}A_0=B_0=&\frac{8\pi}{3}K(o,a)-\frac{8\pi}{45}K_1(o,a)\\&+\frac{56}{3}Q_0\pi K_2(j,a\text{-}h)+24\,Q_3\pi K_3(j,a\text{-}h)\\&+\frac{56}{3}Q''_0\pi K_2(o,j)+24\,Q_3''\pi K_3(o,j)\\C_0=&\frac{8\pi}{3}K(o,a)+\frac{16\pi}{45}K_1(o,a)\\&+\frac{56}{3}Q_0\pi K_2(j,a\text{-}h)+16\,Q_3\pi K_3(j,a\text{-}h)\\&+\frac{56}{3}Q_0''\pi K_2(o,j)+16\,Q_3''\pi K_3(o,j).\end{aligned}\right.$$

Przytém $Q_0''$, $Q_3''$ nie są znane, gdyż epoka $t''$ zestalenia się jądra nie jest znaną, gdyby atoli wszystkie inne ilości zostały skądinąd wyznaczone, czas $t''$ dałby się w ten sposób ze zjawisk precessyi obliczyć.

C. Wypadek odwrotny. Hypotetyczne jądro zestaliło się w nieobecności perturbującego wpływu księżyca i słońca, wierzchnia zaś skorupa sztywniała i kształtowała się dopiero późnićj już pod wpływem tych sił. Jeżeli w ogóle istnieje podstawa przypuszczenia, że takowe jądro wewnętrzne istnieje, to powstanie jego w myśl wyobrażeń Poisson'a datować się musi od najdawniejszéj epoki ziemi, kiedy takowa rozpoczęła swe indywidualne istnienie. Odpowiednie wzory będą tedy mogły służyć do sprawdzenia hypotezy Poisson'a.

Momenty $A_0''$, $B_0''$, $C_0''$, $A_0'''$, $B_0'''$, $C_0'''$ będą teraz te same jak w $(A)$, pozostałe trzy dla sztywnéj skorupy znajdziemy sposobem podobnym jak w $(B)$.

$$\begin{aligned}A_0'=B_0'=&\frac{8\pi}{3}K(a\text{-}h,a)-\frac{8\pi}{45}K_1(a\text{-}h,a)\\&+\frac{56}{3}Q_0'\pi K_2(a\text{-}h,a)+24\,Q_3'\pi K_3(a\text{-}h,a)\quad,\\C_0'=&\frac{8\pi}{3}K(a\text{-}h,a)+\frac{16\pi}{45}K_1(a\text{-}h,a)\\&+\frac{56}{3}Q_0'\pi K_2(a\text{-}h,a)+16\,Q_3\pi K_3(a\text{-}h,a)\quad;\end{aligned}$$

więc

$$
(52)\quad \left\{
\begin{aligned}
A_0 = B_0 &= \frac{8\pi}{3} K(o, a) - \frac{8\pi}{45} K_1\ (o, h) \\
&+ \frac{56}{3} Q_0'\pi K_2\ (a\text{-}h, a) + 24\ Q'_3\pi K_3\ (a\text{-}h, a) \\
&+ \frac{56}{3} Q_0\pi K_2\ (j, a\text{-}h) + 24\ Q_3\pi K_3\ (j, a\text{-}h) \\
C_0 &= \frac{8\pi}{3} K(o, a) + \frac{16\pi}{45} K_1\ (o, a) \\
&+ \frac{56}{3} Q'_0\pi K_2\ (a\text{-}h, a) + 16\ Q_3'\pi K_3\ (a\text{-}h, a) \\
&+ \frac{56}{3} Q_0\pi K_2\ (j, a\text{-}h) + 16\ Q_3\pi K_3\ (j, a\text{-}h)\ ,
\end{aligned}
\right.
$$

przyczém $Q'_0$, $Q'_3$ są wartościami na $Q_0$, $Q_3$ dla $t = t' =$ stałéj, gdy $t'$ oznacza epokę zestalenia się skorupy.

D. Działania perturbujące księżyca i słońca deformowały całą ziemię od początku jéj indywidualnego istnienia, a w ich obecności odbywało się zestalenie wierzchu i hypotetycznego jądra. Wypadek zgodny z hypotezą kosmogoniczną Laplace'a.

Otrzymamy momenty biorąc $A_0'$, $B_0'$ $C^{0\prime}$ z $(C)$, $A_0''$, $B_0''$, $C_0''$ z $(B)$, a zachowując $A_0''$, $B_0''$, $C_0''$ takiemi samemi jak w poprzednich dwóch razach.

$$
(53)\quad \left\{
\begin{aligned}
A_0 = B_0 &= \frac{8\pi}{3} K\ (o, a) - \frac{8\pi}{45} K_1\ (o, a) \\
&+ \frac{56}{3} Q_0'\pi K_2\ (a\text{-}h, a) + 24 Q_3'\pi K_3\ (a\text{-}h, a) \\
&+ \frac{56}{3} Q_0\pi K_2\ (j, a\text{-}h) + 24\ Q_3\pi K_3\ (j, a\text{-}h) \\
&+ \frac{56}{3} Q_0''\pi K_2\ (o, j) + 24\ Q_3\pi\ K_3\ (o, j)\ , \\
C_0 &= \frac{8\pi}{3} K(o, a) + \frac{16\pi}{45} K_1\ (o, a) \\
&+ \frac{56}{3} Q'_0\pi K_2\ (a\text{-}h, a) + 16\ Q_3'\pi K_3\ (a\text{-}h, a) \\
&+ \frac{56}{3} Q_0\pi K_2\ (j, a\text{-}h) + 16\ Q_3\pi K_3\ (j, a\text{-}h) \\
&+ \frac{56}{3} Q_0''\pi K_2\ (o. j) + 16\ Q_3\pi K_3\ (o, j)\ .
\end{aligned}
\right.
$$

Jeżeli skorupa i jądro zesztywniały równocześnie, to $t' = t''$, więc także $Q_0' = Q_0''$, $Q_3' = Q_3''$.

E. Przypadek zupełnéj sztywności spowodowanéj nagłém zestaleniem się ziemi w obecności księżyca i słońca. Momenty bezwładności otrzymamy wprost z (49) kładąc $\alpha = o$, $\beta = \alpha$, a rozumiejąc przez $Q_0$, $Q_3$ wartości stałe dla $t = t_0$ stąd wypadające, jeżeli $t^0$ u dołu oznacza epokę zesztywnienia.

F. Przypadek zupełnéj sztywności spowodowanéj nagłem zestaleniem się ziemi poprzednio, zanim księżyc i słońce mogły ją deformować od kształtu (33) — jest identycznym z najpierwszymi naszymi wzorami. W rzeczy saméj, zaniedbanie deformujących wpływów księżyca i słońca redukuje się do założenia całkowitéj sztywności i dozwala bezpośredniego użycia wzoru (33).

Dodajemy tu mimochodem, że powyższe wypadki nie wyczerpują jeszcze przedmiotu. Chociażbyśmy nawet pozostali przy pierwotnych naszych założeniach istnienia dyskretnego jądra, płynu wewnętrznego i dyskretnéj skorupy, to niepodobna przypuszczać aby te części ziemi, które w powyższych rachunkach uważaliśmy za bezwzględnie sztywne nie były zdolne do mniejszéj lub większéj deformacyi pod wpływem zewnętrznych sił perturbujących. Playfair [1]) rzucił nawet pytanie, czy sferoidalność ziemi nie dałaby się wytłómaczyć deformacyją jéj jako stałéj (tj. posiadającéj pewien stopień sztywności) zapomocą siły odśrodkowéj, bez uciekania się do przypuszczenia pierwotnéj jéj płynności? Jakkolwiek to pytanie posiada dzisiaj już tylko historyczne znaczenie, to jednak zwraca ono naszą uwagę na kwestyją niezmiernéj wagi: sztywności ziemi tj. zdolności jéj podawania się (Nachgeben) wpływom deformującym [2]). Wpływ téj własności na kształt powierzchni poziomu (więc i na kształt powierzchni ziemi, jakotéż na zjawiska stąd wynikłe jak precessyja, nutacyja, nie może się nigdy stawać zerem, gdyż fizyka nie zna ciał bezględnie sztywnych, jakotéż płynów doskonałych pozbawionych zupełnie sztywności [14]). Prócz tego, przypuszczenie nagłego przejścia bezwzględnéj sztywności w doskonałą płynność na granicy skorupy i płynu wewnętrznego jest bardzo nieprawdopodobném, a jedynie ścisłém byłoby

---

[1]) l. c. także Explication on the Huttonian theory 1802, (tłómacz. Explic. de Plaifair sur la théorie de la terre par Hutton, traduit par Basset).

[2]) Humboldt niesłusznie identyfikuje sztywność ziemi ze stopniem jéj zgęstnienia (Kosmos Bd. I pag. 110).

założenie, iż każda warstwa poziomu wewnątrz ziemi czy to „stała“ czy „płynna“, zdolną jest do mniejszéj lub większéj deformacyi zależnéj od jéj promienia lub odpowiednego na tę warstwę ciśnienia [16]). Tę rozmaitość pod względem sztywności w różnych warstwach poziomu, usiłowaliśmy właśnie wzorem ścieśliwości (12), odmienném od dotąd używanego.

Uzyskane momenty bezwładności $A_0$, $B_0$, $C_0$ ważne dla osi współrzędnych, należy teraz przerobić dla głównych osi bezwładności ziemi przechodących przez punkt $x_1$ $y_1$ $z_1$) równoległe do poprzednich. (Dok. nastąpi.)

---

# Kronika naukowa.

**39. Ueber die fluechtigen Bestandtheile der menschlichen Excremente von Dr. Ludwig Brieger etc.** (Separat-Abdruck aus d. Journ. f. pract. Chemie. 1878).

O téj interesującéj pracy wykonanéj w pracowni prof. dra M. Nenckiego w Bernie znajduje się już wzmianka w 2gim roczn. Kosmosu (ob. str. 453 i 454). P. Brieger rozszérzył jeszcze nieco swoje pierwotnie z p. prof. Nenckim czynione poszukiwania i ogłosił pracę tę teraz znacznie powiększoną ponownie. Podług niego lotne składniki kału ludzkiego składają się oprócz już w rzeczonéj wzmiance podanych kwasów tłuszczowych jako to z kwasu octowego, masłowego normalnego i iżomasłowego także z kwasów kozłowego i kapronowego. Kwasów tłuszczowych o w większéj ilości niedziałek węgla w drobinie nie mógł autor nigdy otrzymać, i zdaje się iż takowe w kale ludzkim wcale się nie znajdują. Z lotnych aromatycznych ciał znalazł Brieger fenol, indol, nadto dotychczas nieznane zupełnie ciało, które nazwał skatolem (z τὸ σκατὸς = faeces, kał). Zbadał on téż bliżéj to ciało i przekonał się, iż znachodzi się ono li tylko w kale ludzkim, zaś u zwierząt n. p. u psów brakuje całkowicie. W końcu czynił doświadczenia w celu zbadania warunków, w obec których skatol się wytwarza i przekonał się że takowy li tylko przy trawieniu w żołądku ludzkim powstaje, przy sztucznym gniciu różnych ciał bowiem nawet w najmniejszéj ilości nie mógł takowego odkryć. Jako ostatni lotny składnik kału ludzkiego opisuje autor także jakieś nader nieprzyjemnie cuchnące ciało, przedstawiające się w postaci żółtego oleju. Ciało to występuje w bardzo małéj tylko ilości, nadto rozkłada się bardzo łatwo, z których to powodów nie mógł je dotychczas bliżéj zbadać. Tworzy się ono atoli także obok fenolu i indolu przy sztuczném gniciu trzustkowém. Najwięcéj wytwarza go się przy gniciu żółci wołowej zaprawionéj bardzo małą ilością gnijącéj trzustki. *M. D. W.*

**40. Tęczowate szkło.** (Irisirendes Glas).

Przed niedawnym czasem udzielono w Zjednoczonych Stanach Ameryki północnéj patent na nowy sposób sporządzania szkła tęczowatego. Według wiadomości podanéj w „Pharm. Zeitch. fuer Russl. Nr. 8 z r. b.“ a wyjętéj z „Monit. industr. belg.“ główną zasadą tego nowego sposobu jest traktowanie gotowych już naczyń szklannych kwasami pod ciśnieniem 2 do 5 a i więcéj atmosfer. Woda zawierająca 15% chlorowodoru wystarcza do nadania szklu wszystkich barw tęczy. W ten sposób sporządzono już znaczną ilość sztucznych drogich kamieni o prześlicznych barwach. Sporządzone tym sposobem tęczowate szkło nie ustępuje co do piękności wcale, przez zbieraczy starożytności tak poszukiwanym i cenionym starym szkłom. Ciśnienie i działanie kwasów przyspieszają wynik, do którego wytworzenia się przy pomocy atmosferylij potrzebne były całe stulecia. *M. D. W.*

**41. Łatwy sposób wykrycia wody w wyskoku.**

Prof. dr. A. Claus i student chemii Schnutz zauważali, iż nalawszy na nader małą (chociażby tylko 1 milgrm. ważącą) ilość antrachinonu i ortęci sodowéj czystego, zupełnie odwodnionego wyskoku występuje w miejscu zetknięcia się ortęci z wyskokiem piękne ciemno-zielone zabarwienie. Zamięszawszy lekko całość przyjmuje cała ilość wyskoku barwę zieloną, która jednakże natychmiast lecz tylko chwilowo znika, skoro mocno (z wolnym przystępem powietrza) przez kilka sekund się mięsza. Zjawisko to skoro tylko dostateczna ilość ortęci użytą została, łatwo kilkakrotnie powtórzyć. Inaczéj jednakże rzecz się ma, skoro wyskok chociażby tylko minimalną ilość zawierał wody. W takim wypadku w miejscu zetknięcia się ortęci z wyskokiem występuje natychmiast zabarwienie ceglasto czerwone, tém mocniejsze i częściéj przez mięszanie z dostępem powietrza powtarzające się, im więcéj zawierał badany wyskok wody. Próba ta okazała się w praktyce rzeczywiście bardzo praktyczną. (*Ob. Bericht. d. d. chem. Gesellsch. Berlin. Zesz. 9 str. 927 z r. ub.*) *M. D. W.*

# Wiadomości bieżące.

— W Bilsku na Szląsku austryjackim zmarł w d. 28. maja znany powszechnie botanik dr. Ferdynand Schur. Zmarły pochodził z Prus z Królewca, lecz już w młodym wieku przeniósł się do Austryi i poświęcił prawie całe swoje życie zbadaniu tak bogatéj flory Siedmiogrodu.

— W d. 14. czerwca b. r. zmarł w Sztockholmie najznakomitszy entomolog szwedzki prof. dr. Karol Stal.

— W dniu 25. maja b. r. zmarł w Wiedniu były profesor fizyki dr. baron Ettinghausen; a w d. 5. czerwca b. r. w Niruberdze znany z swych prac i monografij chemicznych dr. medycyny i filozofii baron Bibra.

*(Bunz. Pharm. Zeitg. 1878.)*

— W d. 14. maja b. r. zmarł w Dreznie profesor dr. Fr. W. Jerzy Behn urodzony w Kiel r. 1808, od roku 1870 prezydent cesarsko-leopoldyńskiej akademii umiejętności.

W d. 8. kwietnia b. r. zmarł w Paryżu w 72 roku życia aptekarz Felix Henryk Boudet, członek akademii medycznéj i wielu innych towarzystw uczonych, jeden z najuczeńszych francuskich aptékarzy-przyrodników.

— Najjaśniejszy Pan zatwierdził wybór na członków korespondentów akademii umiejętności w Krakowie drów. Józefa Rostafińskiego, docenta botaniki i Izydora Kopernickiego antropologa.

— Minister oświaty potwierdził dra Izydora Kopernickiego jako docenta antropologii w wydziale lekarskim wszechnicy krakowskiéj.

— Zjednoczone Stany Ameryki północnéj posiadają obecnie 3.682 publicznych księgozbiorów obejmujących 13 milionów tomów, podczas gdy w r. 1800 posiadały one tylko 49 publicznych księgozbiorów.

*(Ueb. Ld. u. Mr. 1878.)*

— Do przechowywania (zakonserwowania) preparatów zwierzęcych i całych zwierząt używają od dłuższego już czasu zgęszczonego oczyszczonego kreozotu. — E. Holbein poleca w celu przechowywania całych zwierząt moczenie tychże w wodnym rozczynie kreozotu, który łatwo przez dłuższe kłócenie zwykłego kreozotu otrzymanego z węgli kamiennych z wodą otrzymać. Podług wielkości zwierzęcia moczy się takowe tydzień aż do kilku tygodni; u większych zwierząt dobrze jest rozciąć nieco w jednêm miejscu skórę, u mniejszych zwłaszcza ptaków, reptylji i ryb skóry nadcinać niepotrzeba. Potem osusza się je na powietrzu i nadaje taką postawę jaką zająć mają. Z powodu iż ciała tak moczonych zwierząt i po wysuszeniu pewną elastyczność zachowują, można je bez zachowania szczególnych ostrożności zapakowywać. Postępowanie to nadaje się zwłaszcza do zakonserwowania ptaków, reptylii i ryb. Pióra ptaków zachowują pierwotną barwę, ryby zaś pierwotny kształt i barwę; miękkie zwierzęta jednakowoż n. p. muszle skurczają się prawie zupełnie.

*(Ber. d. d. chem. Gesellsch.)*

— Ogłoszenie konkursu. W celu obsadzenia dwóch etatowych posad nauczycielskich w Instytucie techniczno-przemysłowym w Krakowie, mianowicie: *a)* posady nauczyciela budownictwa jakoteż przedmiotów naukowych odnoszących się do budownictwa, tudzież *b)* posady nauczyciela mechaniki ogólnéj jakoteż mechaniki budowniczéj, ewentualnie zaś posady nauczyciela mechaniki ogólnéj jakoteż encyklopedyi maszyn, rozpisuje się niniejszém konkurs do 25. lipca b. r. Każda z powyższych dwóch posad nauczycielskich jest uposażoną stałą płacą w rocznéj kwocie 1200 złr. z odpowiednim dodatkiem aktywalnym według rangi IX. Powyższa płaca powiększa się z czasem pięcioma dodatkami kwinkwenijalnymi po 200 złr. w. a.

Kandydaci ubiegający się o powyższe posady winni wnieść podanie swoje do Prezydyum c. k. Namiestnictwa we Lwowie w terminie konkursowym i udowodnić należycie, że posiadają znajomość języka polskiego, tudzież dostateczną kwalifikacyją do nauczania powyżéj wyszczególnionych przedmiotów. Pożądaném jest, ażeby kompetenci o powyższe posady wykazali praktykę nabytą w odpowiednich gałęziach technicznego przemysłu. Kompetenci zajmujący już posady w służbie publicznéj winni przedłożyć podania za pośrednictwem swych przełożonych, prywatni zaś bezpośrednio do Prezydyum Rządu krajowego we Lwowie.

Z Prezydyum c. k. Namiestnictwa we Lwowie d. 29. czerwca 1878.