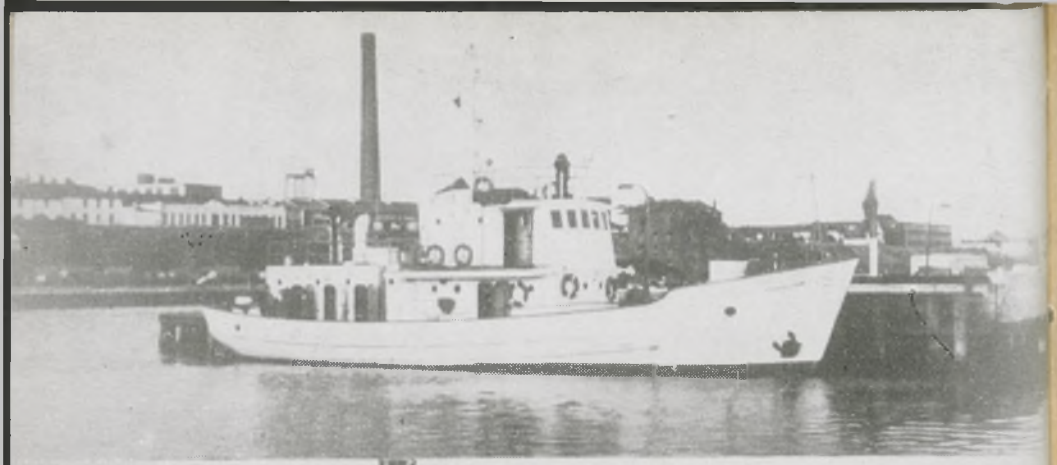
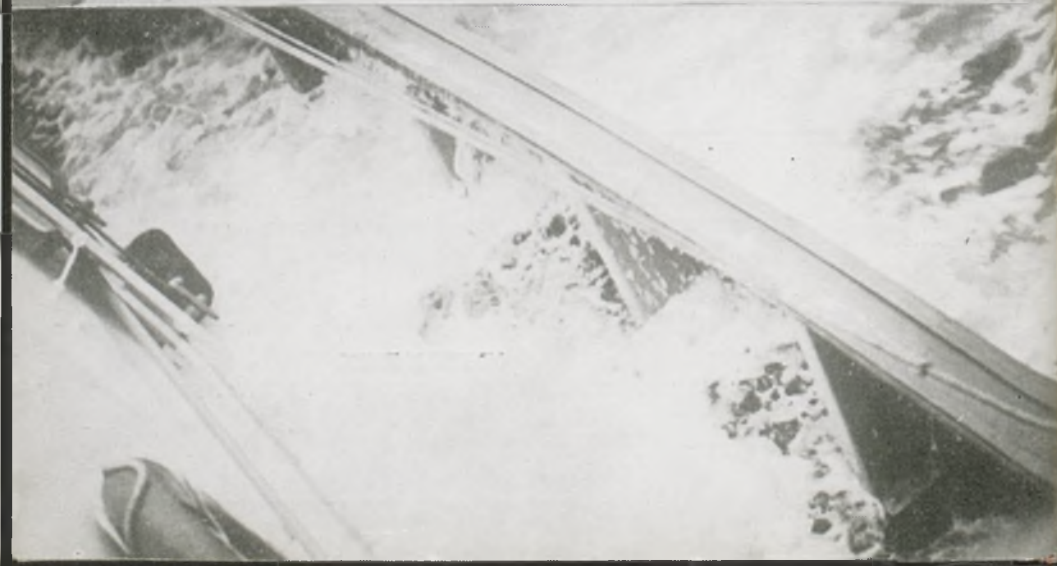
URANIA

MIESIĘCZNIK
POLSKIEGO TOWARZYSTWA MIŁOŚNIKÓW ASTRONOMII

ROK XLII MARZEC 1971 Nr 3





URANIA

MIESIĘCZNIK POLSKIEGO TOWARZYSTWA MIŁOŚNIKÓW ASTRONOMII

ROK XLII MARZEC 1971 Nr 3

CZASOPISMO WYDAWANE Z ZASIŁKU POLSKIEJ AKADEMII NAUK. ZATWIERDZONE PRZEZ MINISTERSTWO OŚWIATY DO UŻYTKU SZKÓŁ OGÓLNOKSZTAŁCĄCYCH, ZAKŁADÓW KSZTAŁCENIA NAUCZYCIELI I TECHNIKÓW (DZ. URZ. MIN. OŚW. NR 14 Z 1966 ROKU, W-WA 5. 11. 66).

SPIS TREŚCI

Michał Kamieński — Astronomia w służbie chronologii.

Tomasz Kwast — Figury równowagi.

Kronika: Wybuchy gwiazd supernowych w różnych typach galaktyk spiralnych — Nowy holenderski radioteleskop — Pełnia Księżyca i pioruny — Katastrofy we wczesnej historii układu Ziemia—Księżyc — Badania próbek księżycowych (8) — Pierwsze wyniki badania próbek Łuny 16 — Wybrane zadania z XIII Olimpiady Astronomicznej.

Kronika żałobna: Wspomnienie o inż. Stefanie Kalińskim.

Kalendarzyk astronomiczny.

Gdy słynny astronom angielski John Herschel (1792—1871) znajdował się na łożu śmierci i duchowny zaczął mu opisywać wspaniałości, jakie czekają go w życiu pozagrobowym, Herschel przerwał mu: „Dla mnie najprzyjemniejszą rzeczą byłoby oglądanie niewidocznej strony Księżyca".

Do dziś — w sto lat po śmierci Herschela — Księżyc z obu stron i z bliska oglądało już 17 ludzi (w tym jeden dwukrotnie): Frank Bormann, James Lovell i William Anders (Apollo 8, grudzień 1968), Thomas Stafford, John Young i Eugene Cernan (Apollo 10, maj 1969), Neil Armstrong, Edwin Aldrin i Michael Collins (Apollo 11, lipiec 1969), Charles Conrad, Alan Beam i Richard Gordon (Apollo 12, listopad 1969), James Lovell — powtórnie, Fred Haise i Jack Swigert (Apollo 13, kwiecień 1970, omal nie katastrofa) oraz Alan Shepard, Edgar Mitchell i Stuart Roosa (Apollo 14, luty 1971). Sześciu z nich stąpało po powierzchni Księżyca, wiele milionów oglądało transmisje telewizyjne z ich pobytu na Srebrnym Globie, a każdy dziś może podziwiać wspaniałe fotografie „odwrotnej" strony, dokonane przez kamery amerykańskie i radzieckie, o jakich nawet nie marzono za czasów Herschela...

Pierwsza strona okładki: Wielki Obłok Magellana. Zdjęcie wykonane 24-calowym teleskopem w Bloemfontain w Południowej Afryce. Jest to jedna z najbliższych nas galaktyk spiralnych, znajdująca się w odległości około 150 tys. lat świetlnych.

Druga i trzecia strona okładki: Cztery zdjęcia z rejsu polskich astronomów jachtem „Podhalanin" do Brighton (Anglia) na XIV Kongres Międzynarodowej Unii Astronomicznej w sierpniu 1970 r. (opis wyprawy patrz Urania nr 12 z ubiegłego roku). U góry: — „Podhalanin" w porcie Shoreham koło Brighton. W środku — grupa uczestników rejsu, od lewej: M. Sroczyńska, M. Abramowicz, A. Spodenkiewicz, J. Stodółkiewicz, K. Ziołkowski, J. Smak, W. Dziembowski, J. Sałabun, J. Żytowiecki. U dołu — pokład jachtu zalewany przez fale podczas sztormu na Morzu Północnym. Trzecia strona okładki — trudną umiejętność przechodzenia suchą nogą na pokładzie w czasie sztormu posiadła, jako jedna z niewielu członków załogi jachtu, M. Sroczyńska; A. Woszczyk oczekuje na dogodniejszy moment.

Zdjęcia wykonał T. Kwast

Czwarta strona okładki: Mały i Wielki Obłok Magallana. Zdjęcie wykonane szerokątną kamerą w Bloemfontain w Południowej Afryce.

MICHAŁ KAMIEŃSKI — Warszawa

ASTRONOMIA W SŁUŻBIE CHRONOLOGII

Od czasu stworzenia przez Willarda F. Libby'ego przy współpracy Jamesa R. Arnolda (1950 r.) metody „węgla promieniotwórczego" ^{14}C nauka otrzymała ścisłą metodę ustalania wieku znalezisk pochodzenia organicznego, co w znacznym stopniu przyczyniło się do wyznaczenia względnie skorygowania dat niektórych wydarzeń z zamierzchłej przeszłości. Metoda ta umożliwiła przede wszystkim ustalenie daty zakończenia ostatniego zlodowacenia.

Słabą stroną metody węgla promieniotwórczego ^{14}C jest niewątpliwie jej ograniczona dokładność: wynosi ona średnio około plus-minus 200 lat. To też wielkie znaczenie mają metody astronomiczne, dzięki którym istnieje możliwość ustalania dat z dokładnością nieraz wprost niewiarogodną — do jednej minuty.

Z metod astronomicznych na pierwszym miejscu wypada wymienić od dawna znaną, posługującą się datami całkowitych zaćmień Słońca. Metoda ta podawana jest w licznych podręcznikach astronomii, a jako przykład zastosowania wymienia się zwykle zaćmienie Słońca, jakie zdarzyło się podczas bitwy Lidyjczyków z Medami nad rzeką Halis.

Drugą metodą korygowania zagmatwanej nieraz chronologii starożytnej — jest przekazywany nam przez kronikarzy obraz nieba gwiaździstego i położenia planet na niebie w czasie wydarzeń opisywanych. Ponieważ niektóre z takich obrazów występują bardzo rzadko i powtarzają się dopiero po kilkuset lub kilku tysiącach lat, umożliwiają one dokładne wyznaczenie zdarzenia przekazanego w opisie kronikarza.

Na szczególną uwagę zasługuje trzecia metoda — związana z okresowym pojawianiem się komety Halleya. Kometa ta, niby ognista wskazówka niebieskiego zegara, od wielu tysięcy lat zaznacza szereg zdarzeń w dziejach ludzkości.

1. Zaćmienia Słońca korygują chronologię starożytną

Zaćmienia Słońca zdarzają się wprawdzie kilka razy w roku, jednakże widoczne jako zaćmienie całkowite w określonej miejscowości zachodzą bardzo rzadko — raz na paręset lat. To też, gdy kronikarze piszą o takich zaćmieniach i łączą je z pewnymi wydarzeniami historycznymi, wówczas można bar-

dzo dokładnie umiejscowić je w czasie. Zastosowanie tej metody najlepiej wyjaśnia wspomniany wyżej przykład bitwy nad rzeką Halis w Azji Mniejszej.

Jak podają Herodot i Pliniusz, w szóstym roku wojny między Lidyjczykami i Medami, w czasie bitwy nad rzeką Halis zaszło całkowite zaćmienie Słońca, które wywarło na obie walczące strony tak silne wrażenie, że bitwa została natychmiast przerwana. Już Airy (1801—1892), dyrektor Obserwatorium w Greenwich, obliczył, że zaćmienie to miało miejsce w dniu 28 maja roku 585 p.n.e., a moment maksimum zaćmienia nastąpił na trzy kwadranse przed zachodem Słońca.

Herodot [1]) podaje, że zaćmienie to przepowiedział Tales z Miletu. Mógł on tego dokonać na podstawie znanego mu cyklu zaćmień, zwanego *saros*, wynoszącego 18 lat i $10^1/_3$ lub $11^1/_2$ dni, po upływie którego zaćmienia powtarzają się, choć już w innych miejscach Ziemi. Saros był już znany starożytnym Babilończykom a wykryty był przez nich na drodze empirycznej.

Okres saros wynika ze współmierności pomiędzy długością miesiąca synodycznego S = 29,53059 dni a długością miesiąca smoczego D = 27,21292 dni [2]). Otóż

$$223\ S = 6585{,}32 \text{ dni}$$
$$242\ D = 6585{,}36 \text{ dni.}$$

Dla ułatwienia obliczeń zaćmień Słońca wielką pomoc stanowi klasyczne dzieło Oppolzera pt. „Canon der Finsternisse" (1827), w którym podane są zaćmienia zachodzące na Ziemi — od bieguna północnego aż do szerokości południowej 30°, dla okresu od roku 1208 p.n.e. do roku 2163 n.e. Kanon zawiera również mapy tych obszarów Ziemi, przez które przechodzą zaćmienia. Są one zaznaczone długimi czarnymi cienkimi pasami.

Metoda ta umożliwiła przede wszystkim ustalenie zależności między rachubą czasu współczesną (wg kalendarza gregoriańskiego) a opartą na stosowanych w starożytności erach, np. według lat, które upłynęły od pierwszej olimpiady lub od założenia Rzymu, a to dlatego, że niektórzy historycy starożytni datowali wydarzenia historyczne według tych systemów.

---

[1]) Dzieje, I, 74.

[2]) Miesiąc synodyczny — okres czasu, w ciągu którego powtarza się pełny cykl faz Księżyca, miesiąc smoczy — okres czasu pomiędzy dwoma kolejnymi przejściami Księżyca przez węzeł wstępujący orbity.

Gdy jednak obecnie nauka odsunęła czasy historyczne na szereg tysiącleci wstecz, poza zasięg kanonu Oppolzera, obliczanie zaćmień Słońca dla owych dawnych czasów staje się nieco utrudnionym. Tak jest np. w przypadku tablic klinowych z Nippur i Babilonu, na których są wzmianki o zaćmieniach Słońca zachodzących w latach panowania ówczesnych władców. Część zaledwie tych tablic została dotąd odczytana i można się spodziewać dalszych wzmianek, które wypadnie opracować.

Wielką pomocą dla obliczania takich zaćmień stanowi cykl 521,00 lat juliańskich (tzn. lat, których liczba dni wynosi okrągło 365,25), podany w dziele A. Michajłowa „Teoria zaćmień" (Moskwa, 1954). Michajłow wykrył istnienie dokładniejszego związku pomiędzy długościami miesięcy synodycznych S i smoczych D w postaci następującej:

$$716\ S = 21\,143{,}9011 \text{ dni}$$
$$777\ D = 21\,143{,}8949 \text{ dni}$$

Uwzględniając fakt, że zaćmienia Słońca mogą się zdarzać gdy Księżyc znajduje się w górnym lub dolnym węźle swej orbity, Michajłow podaje cykl 521,00 lat juliańskich równy 190 295 dni, po upływie których zaćmienia się powtarzają. Zaznaczyć należy, że okres ten nie jest dotąd jeszcze podawany w żadnym podręczniku astronomii.

Autor niniejszego artykułu, pracując nad ustaleniem chronologii starożytnej za pomocą metod astronomicznych, wykrył tenże cykl 521 lat = 190 295 dni na innej drodze, zupełnie niezależnie od Michajłowa. Cykl ten można nazwać *mahasaros*.

Dla przykładu przytoczymy kilka zaćmień z Kanonu Oppolzera:

Tablica 1

Nr	Data	Dzień juliański	Odstęp
211	— 1123.VI.18	1 311 020	190 295
1442	— 602. V.18	1 501 315	
2611	— 81. V.18	1 691 610	190 295

Z tablicy [3]) wynika, że można daty zaćmień ekstrapolować wstecz, na przykład:

[3]) Dzień juliański (oznaczany zwykle J. D.) — kolejny numer dnia od początku (dzień zerowy) przypadającego w dniu 1 stycznia roku —4712 (wg rachuby astronomicznej) czyli roku 4713 p.n.e. (rachuba historyczna).

1 311 020 — 190 295 = 1 120 725 według dni juliańskich, co odpowiada dacie —1644.V.19, czyli 19 maja 1645 r. p.n.e.

Oczywiście, zbadanie przez jakie miejsca na Ziemi przechodzi pas całkowitego zaćmienia Słońca — wymaga dość skomplikowanych obliczeń.

2. Widok nieba w czasie pewnych zdarzeń ustala ich datę

Najjaskrawszym przykładem zastosowania tej metody jest wyznaczenie roku narodzin Mojżesza.

Józef Flawiusz, jak również rabin Abarbanel [4]) podają w swych dziełach, że Mojżesz urodził się w trzy lata po wielkiej koniunkcji [5]) planet w konstelacji Ryb. Już Wöllner obliczył, że taka koniunkcja miała miejsce w roku 1334 p.n.e. Autor powtórzył te obliczenia i znalazł, że wieczorem w dniu 2 marca roku 1334 p.n.e. geocentryczne ekliptyczne długości planet, Słońca i Księżyca wynosiły:

Merkury	305°,0	Mars	329°,1
Wenus	329,0	Saturn	307,9
Słońce	328,4		
Księżyc	328,0	Jowisz	358,2

Sześć z wymienionych planet — z wyjątkiem Jowisza — znalazły się w gwiazdozbiorze Ryby. Takie koniunkcje planet, a tym bardziej w określonej konstelacji, zachodzą nadzwyczaj rzadko — raz na wiele tysięcy lat.

Zgodnie ze wzmiankami Flawiusza i Abarbanela Mojżesz urodził się w trzy lata później, to jest w roku 1331 p.n.e. Pozwala nam to ustalić jeszcze jedną datę: datę wyjścia Żydów z Egiptu. W czasie Exodus Mojżesz miał 80 lat, a więc miało to miejsce w roku 1251 p.n.e. — w doskonałej zgodzie z r. 1251 podanym przez Zenona Kosidowskiego w jego „Opowieściach Biblijnych", datą wydedukowaną na podstawie danych historii starożytnej.

---

[4]) Joseph Flavius, żydowski historyk z czasów początku chrześcijaństwa; rabin Abarbanel (lub Abravanel) Izaak ben Jehuda (1437—1508), uczony na dworze króla Portugalii Alfonsa V i Hiszpanii, Ferdynanda.

[5]) Koniunkcja — pozorne zbliżenie się ciał niebieskich na niebie. Przez „planety" rozumiano do czasów Kopernika siedem ciał niebieskich: Merkury, Wenus, Słońce, Księżyc, Mars, Jowisz i Saturn.

3. Kometa Halleya jako zegar dziejów ludzkości

Kometa Halleya jest jedyną kometą, której ruch możemy prześledzić na przestrzeni kilku tysięcy lat. Daty jej przejść przez peryhelium wstecz od roku 1910 (ostatnie jej pojawienie) aż do roku 9542 p.n.e. zostały obliczone przez autora i opublikowane w *Acta Astronomica* (vol. 11) w r. 1961. Nie mamy oczywiście absolutnej pewności, że istniała ona w tak odległych czasach. Nie mniej, na podstawie badań autora oraz L. Zajdlera nad położeniem jej orbity w przeszłości, podchodziła ona w ubiegłych tysiącleciach o wiele bliżej do Ziemi niż w czasach nowszych, a w roku 9541 p.n.e. zbliżyła się do Ziemi na odległość Księżyca. Możliwe, że Ziemia przeszła wtedy nie tylko przez jej warkocz, ale i przez jej głowę, która powstała z jej olbrzymiego — o średnicy około 50 km — jądra, na skutek wydzielenia z niego pary i gazów. Nie wykluczone, że przy tak wielkim zbliżeniu komety Halleya do Ziemi, m ó g ł z jej luźnego jądra oderwać się pewien fragment i spaść na Ziemię, powodując katastrofę Atlantydy. Za taką możliwością przemawia m. in. podany przez Pliniusza fakt spadku na Ziemię dużego meteorytu w r. 467 p.n.e., gdy kometa Halleya — przy swym zbliżeniu do Ziemi w tym czasie — znajdowała się w pewnej chwili naprzeciw Słońca.

Kometa Halleya w czasach potopu biblijnego

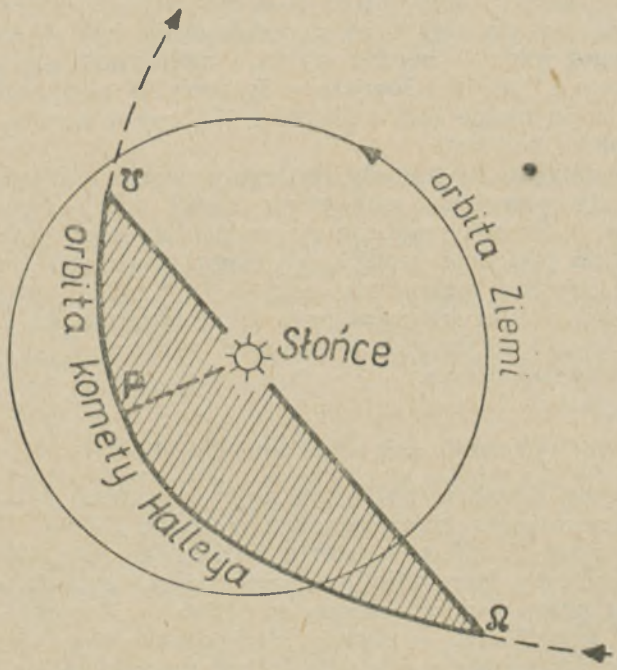
Za najdawniejszą kometę, wymienioną w Kometografiach Lubienieckiego i Pingré, uważano dotąd kometę z roku 2312 p.n.e., zwaną „kometą potopu". Lubieniecki cytuje okoliczności jej ukazania się według kronikarza Eckstormiusa jak następuje:

> „w roku świata 1657, czyli w roku 2312 przed narodzeniem Chrystusa, gdy Noe miał 600 lat, potop oblał całą Ziemię. Ukazała się wówczas kometa w Rybach pod Jowiszem, która w ciągu 29 dni przebiegła przez wszystkie znaki zodiaku".

Pomijając wzmiankę o wieku Noego, zauważyć należy, że ta notatka jest pełna sprzeczności. Najważniejszą z nich jest błędne twierdzenie, że w roku 2312 przed narodzeniem Chrystusa kometa była pod Jowiszem, i że w ciągu 29 dni przebiegła przez *wszystkie* znaki zodiaku. Ponadto — i to najważniejsze — potop biblijny zdarzył się prawie o 1500 lat wcześniej. Nie „oblał on całą Ziemię", a tylko znaczny obszar Mezopo-

tamii, od Zatoki Perskiej do góry Ararat. Była to więc olbrzymia powódź, spowodowana być może wstrząsem sejsmicznym, którego epicentrum znajdowało się w Zatoce Perskiej. Na skutek tego wstrząsu dno zatoki podniosło się i wody wpłynęły do doliny Mezopotamii.

Niewątpliwe ślady tego potopu wykrył archeolog Sir Leonard Woolley w czasie prowadzenia wykopalisk w Ur w okresie 1927—1929. Zarówno Woolley jak i dr Walter Keller (Hamburg, 1950) odnoszą tę katastrofę do czasów około r. 4000 p.n.e.



W roku zaś 2312 p.n.e. i w ciągu kilku lat sąsiednich Jowisz znajdował się w zupełnie przeciwnej stronie nieba (a nie w Rybach), a ponadto jest astronomiczną i geometryczną niemożliwością, aby kometa w ciągu 29 dni mogła przebiec przez wszystkie znaki zodiaku.

Takie sprzeczności wskazują, że należy z jak największą ostrożnością odnosić się do relacji starożytnych kronikarzy.

Nie pozostaje więc nic innego, jak poszukać w innych latach ukazania się komety Halleya — tylko ta kometa może być prześledzona do tak odległych czasów — takiego, które czyniło by zadość warunkom podanym we wspomnianej notatce kronikarskiej.

Autor stawia tu hipotezę, że kronikarz, opisując ukazanie się komety w r. 2312 p.n.e., uzupełnił swe opowiadanie na podstawie relacji swego poprzednika, mówiącego o komecie z r. 3850 p.n.e.

Kometa Halleya z r. 3850 p.n.e. czyni zadość większej części wspomnianej wyżej notatki. Przeszła ona przez peryhelium około 19 lutego r. 3850 p.n.e., i — oczywiście — nie była przyczyną potopu. Jej ruch geocentryczny był — około 27 marca tegoż roku — bardzo szybki, i znajdowała się wówczas dokładnie o 8° poniżej Jowisza w Rybach. W ciągu zaś 29 dni przebiegła po niebie łuk o długości 172° — a więc tylko połowę znaków zodiaku.

Tak szybkie ruchy komety Halleya po niebie zachodzą tylko wtedy, gdy przechodzi ona przez węzeł dolny swej orbity (rysunek), a Ziemia znajduje się w pobliżu tego węzła. Zjawisko takie jest dość rzadkie, w ciągu ostatniego tysiąclecia miało to miejsce tylko dwa razy — w r. 912 i w r. 1910. W związku z tym hipoteza autora o ukazaniu się „komety potopu" w r. 3850 p.n.e. — a nie w r. 2312 p.n.e. — staje się bardzo prawdopodobną.

Kometa Halleya ustala rok narodzin Abrahama

Patriarcha Abraham był współczesnym królowi babilońskiemu Hammurabiemu, który panował w latach 1792—1750 p.n.e. (dane według Awdiewa „Istoria Drewniego Wostoka"). Jeżeli przyjmiemy *bona fide* [6]) relację kronikarza Eckstormiusa cytowaną przez Lubienieckiego w „Historii Komet", że gdy Abraham miał 70 lat — ukazała się kometa w konstelacji Barana pod planetą Mars, a mogło to być pojawienie się komety Halleya w r. 1780 p.n.e., to wówczas rok narodzin Abrahama przypadłby na 1850 p.n.e.

O dziwnej wizji Abrahama „pieca kurzącego się i pochodni ognistej" wspomina 1 Księga Mojżesza „Genezis" w rozdziale XV, 17. Niewątpliwie mowa tu o komecie i właśnie — o komecie Halleya.

---

[6]) Bona fide (łac.) — w dobrej wierze.

Gdy dalej przyjmiemy, stosownie do notatki w Kometografii Pingré (tom II, pg. 296), opartej na danych poprzednich kronikarzy, że Sodoma i Gomorra były zniszczone „ogniem niebieskim" gdy Abraham miał 99 lat, to dla tej katastrofy otrzymamy rok 1751 p.n.e.

Podane wyżej daty panowania Hammurabiego (1792—1750) oparte są na podstawie danych z wykopalisk archeologicznych w Mapi w latach 1931—1936 i w Chorsabadzie. I aczkolwiek inni historycy podają okres panowania Hammurabiego nieco różniący się od przytoczonego wyżej, to jednak w tej zagmatwanej chronologii dziejów starożytnych i przy sprzecznych notatkach kronikarzy, jedyną nicią przewodnią Ariadny mogą być metody astronomiczne — jak np. ustalenie roku narodzin Mojżesza (patrz wyżej).

Zburzenie Troi

W już cytowanym dziele Lubienieckiego o kometach jest notatka następująca, oparta na kronice Rockenbachiusa:

> „W roku 2770 od stworzenia świata, w sierpniu, Assyryjczycy widzieli straszliwą kometę w konstelacji Bliźniąt. Powstała wówczas długotrwała i nieszczęsna wojna, a to z powodu Heleny, którą Parys, syn króla Priama, porwał Menelausowi, królowi Sparty... Troia została wzięta i zburzona w roku świata 2783".

Kilka stron dalej Lubieniecki cytuje notatkę kronikarza Alstediusa o brzmieniu następującym:

> „W roku świata 3947, kiedy narodził się Chrystus, była widoczna kometa, o której Sybilla odpowiedziała Augustowi na jego pytanie w sposób następujący: „To dziecko jest większe od ciebie, adoruj go". Przepowiedziała także, że ta kometa oznacza chrześcijańską religię".

Wynika stąd, że „rok świata 3947" to „rok narodzin Chrystusa", co umożliwia nam wyznaczenie roku początku wojny trojańskiej i pojawienia się komety obserwowanej przez Assyryjczyków:

2770 — 3947 = —1177, czyli rok 1178 p.n.e.

Najbliższe tej dacie przejście komety Halleya przez peryhelium przypada na rok 1163 p.n.e. A ponieważ starożytni kronikarze nie notowali pojawień małych komet, nie ma wątpliwości, że mowa tu o komecie Halleya. Obliczone jej pozycje na sierpień roku 1163 p.n.e. zgadzają się bardzo dobrze z notatką kronikarską: w dniu 31 sierpnia (starego stylu) roku 1163

p.n.e. kometa znajdowała się dokładnie pośrodku między gwiazdami Eta i Beta w gwiazdozbiorze Bliźniąt.

Ponieważ — jak to wynika z notatki Lubienieckiego — „Troia została wzięta i zburzona w roku 2783", na datę zburzenia Troi otrzymujemy rok 1150 p.n.e.

Zauważyć należy, że różni historycy podają daty zburzenia Troi różniące się między sobą w granicach kilkudziesięciu lat. Opisana metoda umożliwia ustalenie tej daty w sposób obiektywny.

Kometa Halleya w czasach króla Dawida

Według opisów biblijnych (księgi: II Samuela, rozdz. XXIV i Kroniki I, rozdz. XXI) Jahwe, rozgniewany na Dawida za przeprowadzenie spisu ludności, wysłał Anioła z mieczem ognistym dla zburzenia Jerozolimy. Dla przebłagania Jahwe ślubował Dawid zbudowanie wspaniałej świątyni. Data założenia świątyni w Jerozolimie jest jedną z fundamentalnych dat historii. Jej ustalenie stało się możliwe dzięki odcyfrowaniu notatki kronikarza sprzed 3000 lat, podanej w Kometografii Pingré. Według obliczeń autora niniejszego artykułu wizja króla Dawida miała miejsce około 18 maja 1010 roku p.n.e., a więc za rok założenia świątyni Jahwe należy przyjąć rok 1010 p.n.e. Budowę jej ukończono dopiero po 16 latach, a więc w roku 994 p.n.e., już za czasów króla Salomona, syna Dawida.

Wizja proroka Jeremiasza — kometa Halleya z r. 622 p.n.e.

O ukazaniu się komety Halleya w r. 662 p.n.e. nie posiadamy żadnych informacji kronikarskich, z wyjątkiem krótkiej wzmianki w Starym Testamencie (Jeremiasz I, 13):

> „I stało się słowo Pańskie do mnie powtóre, mówiąc: Co widzisz? I rzekłem: Widzę garniec wrzący, a przednia strona jego ku stronie północnej".

Kometa z r. 662 była poza tym obserwowana w Chinach. Astronom M. Wiliew (Issliedowania po teorii dwiżenia komety Galeja, Leningrad, 1917) pierwszy zauważył, że „wizja Jeremiasza" dotyczy właśnie ukazania się komety Halleya.

Od redakcji

Bliższe szczegóły dotyczące badań Autora powyższego artykułu w zakresie dawnych pojawień komety Halleya znaleźć można w Jego licznych artykułach publikowanych głównie w *Acta Astronomica*, a także w dawniejszych rocznikach *Uranii*.

TOMASZ KWAST — Warszawa

FIGURY RÓWNOWAGI

Część 1. Siły i ich potencjały

Wszyscy doskonale wiemy, że na skutek ruchu wirowego planety są bardziej lub mniej spłaszczone. Trudniej byłoby jednak coś więcej powiedzieć na temat zależności spłaszczenia od prędkości wirowania albo na temat kształtu wirującej planety. Spodziewamy się wprawdzie, że im szybciej planeta wiruje, tym bardziej jest spłaszczona i że ma kształt zbliżony do elipsoidy, ale już zupełnie niewiadomo jakie stąd można by wyciągnąć wnioski. Otóż w tym i w kilku następnych artykułach autor spróbuje opowiedzieć, co można wywnioskować np. z kształtu planety.

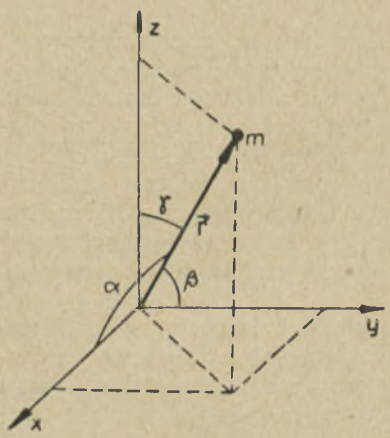
Problemy dotyczące kształtu planet i innych ciał niebieskich należą do tzw. teorii figur równowagi. Mówimy „równowagi", bo interesuje nas w tym przypadku stacjonarny stan planety, tj. taki stan, w którym planeta (czy inne ciało niebieskie) wirując jednostajnie, zachowuje ciągle ten sam kształt. Nie będziemy się tu zajmować zagadnieniami typu „co by było, gdyby ruch wirowy planety przyspieszać lub zwalniać", albo gdyby ją sztucznie „na siłę" spłaszczyć. Ale i bez tego temat jest dostatecznie trudny i dlatego musimy zrezygnować z przytaczania wszystkich rachunków, z których oczywiście „łatwo widać" wyniki wszystkich rozważań. Aby jednak nie wszystko przyjmować na wiarę, musimy sobie przypomnieć pewne wiadomości z matematyki i fizyki *).

1. *Skalary i wektory*

Ostatecznym rezultatem naszych obecnych rozważań ma być znalezienie związku między siłą działającą na pewną próbną masę m a energia potencjalna tej masy. Związku tego będziemy szukać w dwóch przypadkach: gdy siła jest pochodzenia sprężystego oraz grawitacyjnego. Wiemy, że zarówno siła działająca na masę m jak i energia potencjalna tej masy są w ogólności różne w różnych punktach przestrzeni — mówimy, że siła i energia są funkcjami współrzędnych masy m. Wyczuwamy jednak, że te dwie wielkości fizyczne różnią się od

*) Fragmenty tekstu wydrukowane petitem można przy pierwszym czytaniu pominąć. (Red.).

siebie w pewien dosyć istotny sposób. Mianowicie energia jest w pełni określona jedną liczbą odpowiadającą jej wartości, podczas gdy podanie tylko wartości siły nie jest pełnym opisem tej siły, bo nic nie mówi o jej kierunku. Wielkości mogące być w pełni opisane jedną liczbą nazywamy s k a l a r n y m i (są nimi np. energia, temperatura, ciśnienie hydrostatyczne), zaś wielkości oprócz wartości posiadające kierunek i zwrot, nazywamy w e k t o r o w y m i (np. siła, prędkość, pęd, pole elektryczne, magnetyczne).



rys. 1

Widzimy więc, że samo położenie masy m w jakimś układzie współrzędnych jest wektorem. Symbolicznie przedstawia się go jako strzałkę zaczepioną w początku układu z ostrzem w interesującym nas punkcie przestrzeni, w tym przypadku w punkcie m (rys. 1). Wektor ten ma swoją wartość — jest nią długość czyli odległość środka masy (punktu m) od początku układu, a jego kierunek i zwrot może być określony przez kąty z osiami układu współrzędnych. Ale wiemy, że współrzędne masy m w tym układzie — to trzy liczby x, y, z wyznaczone na osiach układu przez prostokątne rzuty wektora $\vec{r}$ na te osie. Od razu zauważamy, że ta trójka liczb zawiera w sobie pełną informację o wektorze położenia $\vec{r}$. Mianowicie jego długość w myśl twierdzenia Pitagorasa wynosi $r = \sqrt{x^2+y^2+z^2}$ zaś kąty utworzone przez wektor z osiami układu można określić, podając ich cosinusy czyli liczby $\frac{x}{r}, \frac{y}{r}, \frac{z}{r}$. Liczby x, y, z będące współrzędnymi masy m można zatem nazwać współrzędnymi (składowymi) wektora położenia (inaczej: wektora wodzącego) tej masy: $\vec{r} = [x, y, z]$.

Widzimy również, że trójka liczb $\frac{x}{r}, \frac{y}{r}, \frac{z}{r}$ też stanowi pełną informację o jakimś wektorze. Łatwo się przekonać, że jego długość jest jednostkowa, a kierunek i zwrot taki sam jak

wektora $\vec{r}$. Inaczej mówiąc, cosinusy kierunkowe dowolnego wektora są współrzędnymi wektora jednostkowego o tym samym kierunku i zwrocie.

Mając teraz do dyspozycji symbolikę wektorową możemy napisać formuły zawierające całą informację o sile sprężystej czy grawitacyjnej. W obu przypadkach zakładamy, że masa próbna m jest przyciągana ku początkowi układu współrzędnych, tak jakby była tam zaczepiona sprężyna ciągnąca masę m, albo w drugim przypadku tam była umieszczona inna masa M działająca na naszą masę próbną. Zarówno siła sprężysta jak i grawitacyjna przy tych założeniach będą działać wzdłuż prostej łączącej masę m z początkiem układu i ku temu właśnie początkowi układu, czyli w stronę przeciwną niż jest skierowany wektor wodzący $\vec{r}$. Można zatem powiedzieć, że kierunek i zwrot wektora siły działającej na m będzie taki, jak jednostkowego wektora $-\frac{\vec{r}}{r}$.

No i wreszcie do pełnego opisu siły pozostaje nam określić jak jej wartość zależy od położenia masy m w przestrzeni. Otóż siła sprężysta to taka, której wartość jest wprost proporcjonalna do rozciągnięcia sprężyny czyli do długości wektora wodzącego: $F = kr$. Zatem pełny wzór na siłę sprężystą ma postać:

$$\vec{F}_{\text{spr}} = -kr\frac{\vec{r}}{r} = -k\vec{r} = [-kx, -ky, -kz],$$

gdzie k jest pewnym współczynnikiem proporcjonalności. Natomiast siła grawitacyjna, jak wiemy z prawa Newtona, jest wprost proporcjonalna do iloczynu oddziaływujących mas a odwrotnie proporcjonalna do kwadratu ich odległości: $F = GMm/r^2$ i znowu pełny wzór na siłę ma postać:

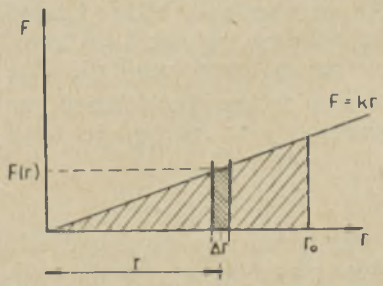
$$\vec{F}_{\text{graw}} = -\frac{GMm}{r^2}\frac{\vec{r}}{r} = \left[-\frac{GMm}{r^2}\frac{y}{r}, -\frac{GMm}{r^2}\frac{x}{r}, -\frac{GMm}{r^2}\frac{z}{r}\right].$$

Tu rolę współczynnika proporcjonalności spełnia stała grawitacji G.

2. *Energia potencjalna przy siłach sprężystych*

Nasza idealna sprężyna w stanie zwolnionym ma długość zero. Siła wtedy nie występuje, a więc energia masy m (znajdującej się w początku układu) musi być zerem. W miarę roz-

ciągania sprężyny siły zewnętrzne muszą wykonać pewną pracę i praca ta zostanie zmagazynowana w masie m — mówimy, że przy rozciąganiu sprężyny masa m zyskuje energię potencjalną sprężystości. Zatem, aby znaleźć jaką energię ma masa m w odległości r_o od początku układu, trzeba obliczyć pracę wykonaną przez siły zewnętrzne podczas przesunięcia tej masy na odległość r_o od początku układu. Nie można tego obliczyć wprost ze wzoru: praca = siła razy przesunięcie, bo siła zmienia się w miarę przesuwania. Wobec tego należałoby do wzoru na pracę podstawić jakąś średnią siłę na drodze od 0 do r_o. Tylko właśnie problem w tym, jaką średnią: arytmetyczną, geometryczną czy może jeszcze jakąś inną.



rys. 2

Aby to rozstrzygnąć przeprowadzimy następujące rozumowanie. Wyobraźmy sobie przesunięcie masy m na bardzo małym odcinku Δr. Na tej drodze siły zewnętrzne wykonają pracę $\bar{F}\,\Delta r$, gdzie $\bar{F}$ jest jakąś średnią siłą na odcinku Δr. Nie jest dla nas ważne jaka to jest średnia, bo właśnie gdy odcinek Δr jest bardzo mały, to siły na jego końcach są prawie jednakowe, a więc i jakakolwiek średnia też będzie miała wartość po prostu $F(r) = kr$. Zatem przyrost energii ciężarka m można zobrazować powierzchnią słupka o podstawie Δr i wysokości $F(r)$ (rys. 2). Wobec tego praca potrzebna do rozciągnięcia sprężyny od O do r_o będzie zobrazowana sumą wszystkich słupków postawionych na tym odcinku i dla bardzo małych Δr będą one razem stanowić pole całego zakreskowanego trójkąta, a to już potrafimy obliczyć:

$$\text{praca} = \text{suma } [F(r)\Delta r] = \frac{1}{2}F(r_0)\,r_0 = \frac{1}{2}\,kr_0 \cdot r_0 = \frac{1}{2}\,kr_0^2.$$

Ostatecznie energia ciężarka w odległości ogólnie r od początku układu wynosi

$$U_{\text{spręż}}(r) = \frac{1}{2}\,kr^2.$$

Teraz widzimy już jaką należy wziąć średnią siłę na odcinku

od 0 do r_o, mianowicie średnią arytmetyczną, gdyż wtedy

$$\text{praca} = \frac{1}{2}\left[F(0)+F(r_0)\right] r_0 = \frac{1}{2} F(r_0) \cdot r_0 = \frac{1}{2} k r_0^2 \text{ ponieważ } F(0)=0.$$

Rozumowanie powyższe jest ideą rachunku całkowego. W języku matematyki wyższej mówimy, że praca zmiennej siły na pewnej drodze jest całką siły na tej drodze czyli w naszym przypadku

$$\text{praca} = U(r_0) = \int_0^{r_0} F(r)\,dr = \int_0^{r_0} kr \cdot dr = \frac{1}{2} k \left[r^2\right]_0^{r_0} = \frac{1}{2} k r_0^2.$$

3. *Energia potencjalna przy siłach grawitacyjnych*

Trudniej jest znaleźć energię potencjalną przy siłach grawitacyjnych. Chciałoby się też powiedzieć, że energia potencjalna masy m w odległości r_o od masy M jest pracą potrzebną do przesunięcia małej masy m od masy M na odległość r_o. Ale od razu widać, że taka definicja jest tu niemożliwa do zastosowania, bo dla $r = 0$ siła oddziaływania nie jest zerem (a nawet przeciwnie — dąży do nieskończoności), a więc energia potencjalna nie może tu być zerem. Wprawdzie w przyrodzie siły nieskończone nie występują bo nie ma mas punktowych, ale pozostaje faktem, że wraz z maleniem odległości r siła rośnie, a nie maleje i to uniemożliwia zastosowanie powyższej definicji.

Ale i w tym przypadku istnieje taka odległość, na której siła nie występuje, a więc na której energia potencjalna masy m jest zerem — jest nią odległość nieskończenie wielka. Wobec tego możnaby spróbować określić energię potencjalną masy m w odległości r_o od masy M jako pracę sił zewnętrznych, potrzebną do przesunięcia masy m od nieskończoności na odległość r_o. Może się to wydać niemożliwością, no bo tym razem zamiast nieskończonych sił mamy nieskończoną drogę. Zaraz jednak zobaczymy, że właśnie w tym przypadku praca da się obliczyć.

Na początek znajdźmy pracę potrzebną do przesunięcia masy m z odległości r_o na jakąś większą odległość r_1. Praca ta będzie (jak zwykle) iloczynem średniej siły przez odległość, z tym, że teraz weźmiemy średnią geometryczną siły w punktach r_o i r_1. Otrzymamy

$$\text{praca} = \sqrt{F(r_0)F(r_1)} \cdot (r_1 - r_0) = GMm \frac{r_1 - r_0}{r_1 r_0} = \frac{GMm}{r_0} - \frac{GMm}{r_1}.$$

Ze wzoru tego widać, że gdy r_1 dąży do nieskończoności to drugi składnik w wyrażeniu na pracę dąży do zera i pozostaje tylko

wielkość GMm/r_0. Okazało się więc, że praca na nieskończonej drodze może być skończona. Domyślamy się, że stało się tak dlatego, że siła „dostatecznie prędko" malała ze wzrostem odległości.

Niezrozumiałe może wydawać się, dlaczego na siłę średnią przyjmujemy tu średnią geometryczną. Fakt ten natychmiast wynika z rachunku całkowego, mianowicie znowu

$$\text{praca} = \int_{r_0}^{r_1} F(r)\,dr = GMm \int_{r_0}^{r_1} \frac{1}{r^2}\,dr = -GMm \left[\frac{1}{r}\right]_{r_0}^{r_1} = \frac{GMm}{r_0} - \frac{GMm}{r_1}$$

czyli po prostu widać, że wzięcie średniej geometrycznej jest postępowaniem prawidłowym bo prowadzi do dobrego wyniku.

Mamy zatem rezultat taki: aby przenieść m z odległości r_0 do nieskończoności siły zewnętrzne muszą wykonać pracę GMm/r_0 i ta wartość będzie przyrostem energii potencjalnej masy m. Ale określiliśmy energię potencjalną jako pracę potrzebną do przesunięcia masy m w stronę przeciwną. Wtedy nie siły zewnętrzne będą wykonywać pracę, lecz grawitacyjne, bo masa m „sama" spada z dużych wysokości na mniejsze. Praca ta będzie wobec tego z punktu widzenia sił zewnętrznych ujemna i ostatecznie trzeba napisać ogólnie dla odległości r

$$U_{graw}(r) = -GMm/r.$$

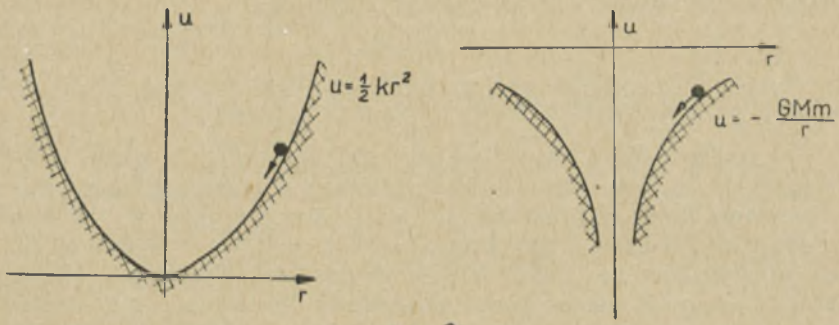
Rachunek całkowy umożliwia znowu obliczenie energii potencjalnej wprost z definicji, mianowicie

$$U(r_0) = \int_{\infty}^{r_0} F(r)\,dr = \int_{\infty}^{0} \frac{GMm}{r^2}\,dr = -GMm \left[\frac{1}{r}\right]_{\infty}^{r_0} = -GMm/r_0.$$

Inaczej mówiąc, energia potencjalna jest równa minus pracy sił zewnętrznych potrzebnej do przeniesienia masy m z odległości r_0 do nieskończoności. Nie ma powodów przejmować się tym, że jakaś energia jest ujemna. Sami widzimy, że tak być musi skoro zero energii ma być w nieskończoności, a w odległości skończonej energia ma być mniejsza.

4. Potencjał siły

Zachowanie się masy pod wpływem siły sprężystej lub grawitacyjnej poglądowo przedstawia się jak na rysunku 3. Mówimy, że energia potencjalna tworzy jamę i kulka symbolizu-



rys. 3

jąca próbną masę m puszczoną swobodnie chce oczywiście stoczyć się jak najniżej.

Spróbujmy znaleźć jeszcze ogólny związek między energią potencjalną masy m a działającą na nią siłą. Zróbmy zestawienie:

	Siła	Energia potencjalna
sprężystość	$-k\vec{r}$	$\frac{1}{2}kr^2$
grawitacja	$-\frac{GMm}{r^2}\frac{\vec{r}}{r}$	$-GMm/r$

Na pierwszy rzut oka widać niewiele. Ale zauważmy, że obie energie potencjalne są typu $U = Ar^n$ a odpowiadające im siły są typu $\vec{F} = -nAr^{n-1}\frac{\vec{r}}{r}$. O tak powiązanych funkcjach mówimy, że siła $\vec{F}$ (wektor) ma potencjał (ściślej mówiąc: minus potencjał) będący skalarem, albo odwrotnie: siła jest minus gradientem potencjału. Jest to jedno z najważniejszych twierdzeń mechaniki. Zapamiętajmy je dobrze, bo będzie nam ono często potrzebne w dalszych rozważaniach.

Związek między U a $\vec{F}$ jest oczywisty na gruncie matematyki wyższej. Skoro U obliczaliśmy całkując $\vec{F}$ po drodze, to na odwrót — $\vec{F}$ obliczymy różniczkując U po współrzędnych. F jest wtedy minus pochodną U zaś wektor F jest gradientem energii potencjalnej wziętym

z przeciwnym znakiem, co zapisuje się jako

$$\vec{F} = -\mathrm{grad}\,U$$

Rozważane przez nas związki sił sprężystej i grawitacyjnej z ich potencjałami są szczególnymi przypadkami tej zależności.

Teraz Czytelnik, który dobrnął do tego miejsca może odetchnąć, bo zakończyliśmy najważniejszy matematyczno-fizyczny wstęp do zagadnień teorii figur równowagi. Było to być może nieco trudne a na pewno niezbyt ciekawe, ale potrzebne do uporządkowania niezbędnych wiadomości. Nasuwa się teraz zasadnicze pytanie: po co to robiliśmy? Jakie może być zastosowanie sił sprężystych w astronomii, bo gdzie wśród planet są sprężyny? Tymi i dalszymi zagadnieniami zajmiemy się w kilku następnych „wykładach", gdzie będziemy wykorzystywać poznaną tu wiedzę.

KRONIKA

Wybuchy gwiazd supernowych w różnych typach galaktyk spiralnych

Od wielu już lat astronomowie usiłują wyznaczyć częstość, z jaką w galaktykach następują wybuchy gwiazd supernowych. Co pewien czas ukazują się różne oszacowania, przy czym wyniki różnych autorów są dość odmienne: rozbieżności sięgają od średniej częstotliwości pojawiania się supernowej co 15 lat w galaktyce do jednego wybuchu na 350 lat dla jednej galaktyki. Można sądzić, że częstość pojawiania się supernowych zależy od rodzaju galaktyk *). Przed kilku laty problemem tym zajmował się Aizu, który przeprowadził oddzielnie analizę dla gromady galaktyk w gwiazdozbiorze Panny i dla galaktyk w polu. Oto uzyskane przez niego względne częstości pojawiania się gwiazd supernowych w różnych typach galaktyk:

Typ galaktyki	E	Sa	Sb	Sc	I
Galaktyki z pola	0,34	1,2	1	1,5	1,3
Galaktyki z gromady	0,90	0,48	1	1,6	0

Rozróżnienie galaktyk w polu i galaktyk w gromadach wydaje się istotne z punktu widzenia ich ewolucji. W obu przypadkach unormowano względną częstość pojawiania się gwiazd supernowych do jedności dla galaktyk typu Sb. W przedstawionej tabelce typ E oznacza galaktyki

*) Na łamach Uranii klasyfikacją galaktyk zajmowała się dr M. Karpowicz w n-rze 7 z 1958 r., str. 197. Do powyższego artykułu odsyłam zainteresowanych.

eliptyczne (od prawie kulistych do bardzo spłaszczonych), Sa, Sb i Sc — galaktyki spiralne z rozmaitym stopniem rozwoju ramion spiralnych, wreszcie I — galaktyki nieregularne. Wyniki Aizu opierają się na informacjach o 88 supernowych (34 typu I, 22 — typu II, 32 — o nieznanym typie); z tego o 42 — w galaktykach Sc i o 27 — w galaktykach typu Sb. W gruncie rzeczy przy niewielkiej liczbie gwiazd supernowych w innych typach galaktyk wypowiedzi na temat ich częstości pojawiania się obarczone są sporą niepewnością. W ciągu ostatnich lat udawało się wynajdywać pewne korelacje pomiędzy właściwościami galaktyk a supernowymi. I tak np. Pskowski zauważył, że liczba galaktyk typu Sc, w których zaobserwowano gwiazdy supernowe typu I, spada wykładniczo w miarę jak przechodzimy od galaktyk jaśniejszych do słabszych. Szczegółową analizę pojawiania się gwiazd supernowych w galaktykach spiralnych przeprowadził ostatnio G. A. Tammann na łamach „Astrophysics" (tom 8, str. 458, 1970). Zajął się on tylko takimi galaktykami typów Sb i Sc, dla których znana jest jasność, a odległość nie przekracza odległości do znanej gromady galaktyk w gwiazdozbiorze Panny. Już wyniki pracy Aizu wskazywały na odmienne zachowanie się typów galaktyk Sb i Sc. Wniosek ten został potwierdzony. W galaktykach typu Sc supernowe pojawiają się przeciętnie trzykrotnie częściej niż w galaktykach typu Sb. Pojawianie się ich zależy też wyraźnie od klasy jasności. Supernowe typu II pojawiają się średnio dwa razy częściej niż supernowe typu I.

W trzynastu galaktykach zauważono dotychczas więcej niż jeden wybuch gwiazdy supernowej; dziewięć spośród tych galaktyk należy do typów rozważanych przez Tammanna. Jest rzeczą godną uwagi, że wszystkie one należą do wyższych klas jasności. Wprawdzie nic dziwnego w przypuszczeniu, że w galaktyce jaśniejszej, zawierającej więc więcej gwiazd, istnieje większe prawdopodobieństwo pojawienia się supernowej, jednakże korelacja pomiędzy częstością pojawiania się supernowych a masą galaktyki jest nieliniowa: częstość powyższa rośnie szybciej niż by to wynikało ze wzrostu masy.

Przeciętna częstość pojawiania się gwiazdy supernowej w galaktyce wynosi raz na 140 lat, co wydaje się stanowić górną granicę, trzeba się bowiem liczyć z tym, że można pewnych wybuchów nie zauważyć. Nader interesująca jest możliwość zastosowania wyników analizy Tammanna do różnych galaktyk, w tym i naszej. Oto przewidywana częstość pojawiania się gwiazd supernowych w naszej Galaktyce, przy różnych dopuszczalnych założeniach na temat zaklasyfikowania naszej Galaktyki:

Supernowa pojawia się przeciętnie raz na	17 26 65	lat, jeśli Galaktyka jest typu	Sc pośredniego Sb	

Chociaż od czasów Keplera nie udało się astronomom zauważyć wybuchu gwiazdy supernowej w naszej Galaktyce, nie można uważać podanych wyżej średnich częstości za wyraźnie sprzeczne z posiadanymi przez nas informacjami. Znane są przecież trudności obserwacji optycznych podobnego wybuchu w płaszczyźnie Drogi Mlecznej. Nowe możliwości otwiera tu astronomia radiowa. W każdym razie nie będzie chyba rzeczą zbyt śmiałą wysunięcie przypuszczenia, że można się spodziewać w niezbyt długim chyba czasie jakiegoś wybuchu w naszej Galaktyce.

W ciągu ostatnich lat wykryto związek pomiędzy wybuchem gwiazdy supernowej, a wytworzeniem się źródła lokalnego (wewnątrz Galaktyki)

promieniowania radiowego. Wystarczy wspomnieć o znanej powszechnie Mgławicy Krab. Caswell z Australii przeprowadził oszacowania średniej częstości wybuchu gwiazdy supernowej w Galaktyce, korzystając z danych radioastronomicznych; otrzymał przeciętny odstęp czasu ok. 50 lat pomiędzy wybuchami. Charakterystyczne jest, że najniższa wartość wieku źródła promieniowania radiowego w Galaktyce, które dałoby się powiązać z uprzednim wybuchem supernowej, wynosi ok. 250 lat. Wynik ten prowadzi do wniosku, który już się nasunął po przedstawieniu rezultatów Tammanna: Spodziewajmy się wybuchu supernowej w naszej Galaktyce!

Przedstawione rezultaty obliczeń nabierają istotnego znaczenia dla badań nad nowym typem obiektów astronomicznych: pulsarami. Wszak mają one powstawać w wybuchach gwiazd supernowych. Według oszacowań, może być aż miliard wygasłych pulsarów w naszej Galaktyce. Wprawdzie znamy dziś niewiele powyżej pół setki pulsarów, istnieją jednakże poważne szanse, związane zwłaszcza z obserwacjami przy użyciu rakiet i sztucznych satelitów, na szybkie uzupełnienie tej listy dalszymi obiektami — być może właśnie wygasłymi pulsurami, emitującymi promieniowanie rentgenowskie.

B. KUCHOWICZ

Nowy holenderski radioteleskop

24 czerwca br. królowa holenderska Julianna wzięła udział w uroczystym uruchomieniu wielkiego radioteleskopu w pobliżu wioski Westerbork; budowa jego trwała cztery lata. Ma on zdolność rozdzielczą 0,3 sekundy łuku i oparty jest na wykorzystaniu metody syntezy apertury. Nadaje się do badań nad bardzo słabymi i odległymi radioźródłami, jest sto razy potężniejszy od dotychczas wykorzystywanego przez holenderskich radioastronomów radioteleskopu w Dwingeloo. Koszt całkowity budowy wynosi ostatecznie 3 miliony funtów angielskich. Holenderscy radioastronomowie pragną w ciągu paru najbliższych lat wykorzystać nowy teleskop radiowy do badań nad promieniowaniem ciągłym mgławic i obłoków gazowych. Po paru latach zamierzają oni przystąpić do badań spolaryzowanego promieniowania. Wtedy konieczne stanie się dobudowanie nowych urządzeń do detekcji tego promieniowania oraz dołączenie nowego komputera — koszt tego będzie w przybliżeniu ok. 3,5 miliona funtów.

B. KUCHOWICZ

Pełnia Księżyca i pioruny

Wielokrotnie słyszałem takie zdanie, że fazy Księżyca w jakiś sposób wpływają na pogodę. Mówiono nieraz, że po pełni pogoda się odmieni. Nie chciałem wierzyć tym twierdzeniom i nie bardzo wierzę i dziś choć przytoczę pogląd jednego z geofizyków popierającego te ludowe przekonania.

Zagadnieniem, w jaki sposób wiąże się obfitość burz z piorunami w danym okresie czasu z fazą Księżyca zajął się mianowicie M. D. V. Lethbridge, który w geofizycznych publikacjach U.S.A. rozpatruje ostatnio to zagadnienie. Autor uzyskał wynik świadczący o tym, że w 2 dni po pełni Księżyca wzrasta w sposób wyraźny ilość burz z piorunami, przy tym zjawisko to miało miejsce zarówno w okresie 1930—

1933 jak i w latach 1942—1965. Autor wydzielił z materiału opracowanego te miejscowości, które leżą na północ od 17 równoleżnika i otrzymał jeszcze wyraźniejszy efekt. Zależność nie jest może rzucająca się w oczy, ale przekracza kilkakrotnie wartość błędu średniego statystyki, może więc zapewne być uważana za dość prawdopodobną.

Wynik taki, słuszny zresztą tylko dla tych okolic Ziemi, dla których statystyka została wykonana, a więc dla terenów Ameryki Północnej, wydaje się wyraźnie wskazywać na dość tajemniczy wpływ fazy Księżyca na pogodę. Autor podejrzewa, że przyczyny mogą być następujące. Jak wiadomo ze Słońca płynie stale tzw. „wiatr słoneczny", który opływa Ziemię a raczej ziemską magnetosferę i tworzy po odsłonecznej stronie Ziemi coś w rodzaju ogona magnetyczno-elektrycznego, wypełnionego przez „wiatr słoneczny". W ogonie tym — pomiędzy polarnościami północną i południową magnetycznymi tworzy się warstwa neutralna. Otóż w czasie pełni Księżyc jest właśnie po stronie odsłonecznej i przekracza w poprzek ów ziemski ogon naruszając jego równowagę. Powoduje to odkształcenie linii sił pola magnetycznego, a to umożliwia wkraczanie w jonosferę Ziemską energicznych cząstek i przez cały łańcuch wydarzeń w różnych warstwach atmosfery może prowadzić do zwiększenia częstości burz w północnych obszarach kuli ziemskiej. Niektórzy autorowie przypuszczali, że na pogodę wpływa fala przypływową co 2 tygodnie: w czasie pełni i w czasie nowiu, a tymczasem wpływ nie jest wyraźny, gdyż Księżyc powoduje największą falę przypływową co 2 tygodnie: w czasie pełni i w czasie nowiu, a tymczasem obserwowane zjawisko wzrostu ilości burz występuje tylko w 2 dni po pełni.

Na poparcie swojej tezy o ważności Księżyca dla pogody, autor przytacza obserwacje mówiące o tym, że pozycja księżyca Io w układzie Jowisza w stosunku do kierunku na Słońce powoduje zmiany w emisji radiowej tej planety.

Być może rozważania autora są tylko ciekawostką, być może jednak, że zwrócił on uwagę na realny fakt, świadczący o ogromnej zależności zjawisk klimatycznych od stanu wiatru słonecznego i magnetosfery i od tego, czy nie jest ona zakłócana (choćby w całkiem mechaniczny sposób) przez takie nieduże ciało niebieskie jakim jest nasz Księżyc.

JAN MERGENTALER

Katastrofy we wczesnej historii układu Ziemia—Księżyc

Obecnie niektórzy uczeni sądzą (J. J. Gilvarry, H. C. Urey), iż kotliny księżycowych mórz i wielkie kratery powstały w wyniku upadku na powierzchnię Księżyca istniejących niegdyś małych satelitów Ziemi. Te liczne drobne ciała zderzały się z globem księżycowym, gdy ten pod działaniem tarcia pływowego stopniowo oddalał się od naszej planety. O tym, jaki przebieg miały takie zderzenia i jak skutkiem tego dochodziło do katastrof na powierzchni Księżyca, piszą uczeni amerykańscy N. A. Barricelli i R. Metcalfe w artykule pt. „The lunar surface and early history of the Earth's satellite system" (*Icarus*, Vol. 10, 1969, No 1, p. 144—163).

Satelity poruszające się po zewnętrznej stronie orbity księżycowej miały oczywiście największe możliwości zderzenia się z Księżycem. Ale upadały one przede wszystkim na jego odwrotną stronę, tymczasem mórz jest dużo więcej na półkuli widocznej z Ziemi. Jednak w epoce powsta-

wania mórz ruch obrotowy globu księżycowego był już zahamowany, lecz wtedy jego odwrotną stroną była półkula zwrócona dziś ku nam. Dopiero upadek satelity, który utworzył kotlinę Mare Imbrium, przyspieszył wirowanie Księżyca. Zaczął on bowiem obracać się dokoła swej osi jeden raz w ciągu 21 dni, czyli okres obrotu nie był już równy okresowi obiegu. Skutkiem tego glob księżycowy zbliżył się do Ziemi, a wówczas okresy te ponownie się wyrównały. Zaczął on znów zwracać ku nam tylko jedną półkulę, tylko tym razem już tą, która niegdyś była dla nas jego odwrotną stroną.

Uczeni amerykańscy usiłowali także odpowiedzieć na pytanie, czy na skutek upadku małego satelity Ziemi materia księżycowa mogła się stopić, czy też lawa wypełniająca kotliny mórz ma endogenne pochodzenie? W tym celu obliczyli maksymalną temperaturę wnętrza krateru, utworzonego w wyniku upadku jakiegoś dużego ciała na Księżyc. Temperatura ta zależna jest nie tylko od energii kinetycznej spadającego ciała, czyli od jego prędkości, ale również od temperatury gruntu księżycowego w okolicy upadku oraz od temperatury bryły padającej. W rozważaniach swych przyjęli, że prędkość, z jaką zderzał się glob księżycowy z satelitami Ziemi, nie była większa aniżeli 2—2,5 km/s, a temperatura skorupy Księżyca i spadającego satelity wynosiła około 0°C.

Z obliczeń tych wynika, że przy takiej prędkości i temperaturze wnętrze nowopowstałego krateru mogło się rozgrzać najwyżej do temperatury około 400—500°C. Gdyby jednak zewnętrzna warstwa skorupy Księżyca w chwili katastrofy miała temperaturę rzędu 500°C, wówczas wnętrze krateru rozgrzałoby się do temperatury około 800—900°C. Natomiast rozgrzanie wnętrza krateru do temperatury topnienia minerałów krzemowych (1250°C) nastąpiłoby dopiero wtedy, gdyby temperatura gruntu księżycowego wynosiła około 1000°C, a krater miał co najmniej 50 km średnicy. To zaś dowodzi, iż lawa tworząca morza księżycowe ma najprawdopodobniej endogenne pochodzenie, gdyż inaczej skorupa Księżyca w chwili tworzenia się kotliny danego morza musiałaby jeszcze być w stanie plastycznym.

Niektóre morza księżycowe zostały zalane przez lawę wydobywającą się z wnętrza Księżyca niemal natychmiast po utworzeniu danej kotliny. Są tam jednak również takie morza, w których wylew lawy nastąpił znacznie później — tak przynajmniej sądzi znany badacz planet G. P. Kuiper. Do pierwszej grupy zaliczyć należy przede wszystkim Mare Imbrium, do drugiej zaś Mare Serenitatis i Mare Crisium. Do wnętrza kotliny Mare Imbrium wylały się tak wielkie ilości lawy, że zatopiona została nie tylko niecka tego morza, ale także zapadlina Oceanus Procellarum i inne pobliskie niziny (Mare Frigoris, Mare Vaporum, Sinus Iridum, Sinus Roris).

Wszystkie morza księżycowe, których powstanie wiąże się z upadkami małych satelitów Ziemi, rozlokowane są w pasie równikowym między 30° szerokości południowej a 50° szerokości północnej. Oznacza to zdaniem Berricelliego i Metcalfe'a, że orbity tych satelitów położone były mniej więcej w tej samej płaszczyźnie co orbita Księżyca i jego równik. Przypuszczają oni także, iż ostatnim morzem, jakie powstało na zwróconej ku nam półkuli globu księżycowego, było Mare Crisium, które utworzone zostało w wyniku upadku bryły o średnicy około 150 km. Natomiast bryła tworząca kotlinę Mare Serenitatis miała około 210 km średnicy, a Mare Imbrium aż 345 km średnicy.

Mniejsze bryły upadały w całości, ponieważ niewielki ich promień nie był dostatecznym „zaczepieniem" dla pływowych sił Księżyca. Jednakże

satelita Ziemi, którego upadek wytworzył kotlinę Mare Imbrium miał już dużą średnicę, toteż jeszcze przed zderzeniem z powierzchnią Księżyca oderwały się od niego drobne odłamki, gdy tylko przekroczył granicę Roche'a. Niektóre odłamki upadały w najbliższej okolicy kotliny Mare Imbrium, tworząc kratery Archimedesa, Platona i Sinus Iridum, ale inne mogły upaść znacznie dalej i wytworzyć tam również duże kratery (Eudoxus, Aristoteles).

Kratery mogły także powstawać przy upadku innych ciał na Księżyc, jak na przykład planetoid. Ciała te mogły spadać na glob księżycowy z prędkością około 10 km/s, toteż ich energia kinetyczna była ogromna. Zgodnie z obliczeniami Barricelliego i Metcalfe'a już przy prędkości 6 km/s temperatura w nowopowstałym kraterze osiągnęłaby wartość rzędu 2200°C, w takiej zaś temperaturze mogą się łatwo topić nawet minerały krzemowe. Upadki planetoid powinny zatem wywoływać kardynalne zmiany także w wystygłej już materii księżycowej, na skutek zaś parowania i wyziewów gazu z tak powstałego krateru wyrzucona została znaczna ilość materii, która upadała daleko od miejsca upadku planetoidy. W ten zapewne sposób powstały kratery otoczone wieńcem jasnych smug, jakimi są Tycho, Kopernik, Kepler i Arystarch.

(Wg *Icarus*, 1969, **10**, 144). *S. R. BRZOSTKIEWICZ*

Badanie próbek księżycowych (8) Mineralogia szczegółowa

Jak dotychczas, największe bogactwo drobiazgowych informacji dały szczegółowe badania mineralogiczne próbek gruntu księżycowego uzyskanych przez wyprawę Apollo 11. Niestety jednak jak narazie nie idzie za tym w parze sformułowanie jakichś jednoznacznych i pewnych poglądów na temat całościowego potraktowania problemu genezy powstania i rozwoju powierzchni Księżyca. Z tego powodu w niniejszym artykule możliwe więc byłoby tylko podanie setek słabo wiążących się ze sobą drobnych szczegółów, co nie wydawało się celowe.

Dlatego ograniczę się raczej do podania tylko kilku uogólniających wniosków, przy czym jednak nie pretendują one bynajmniej do miana ostatecznych i pewnych.

Drobiazgowa analiza mineralogiczna próbek potwierdza wniosek, że grunt w badanym rejonie znajdował się niegdyś w fazie stopionej i wówczas wygotowały się z niego substancje alkaliczne. Późniejsza krystalizacja minerałów zachodziła przy tym w sposób nagły, prawdopodobnie w przechłodzonych magmach, przy czym odbywała się ona w warunkach silnie redukujących.

Różnice budowy różnych okazów skalnych i mineralnych wynikają prawdopodobnie z różnic warunków stygnięcia, a to z kolei zapewne było uzależnione od głębokości powstawania. Wyrażony został pogląd, że księżycowe bazalty mogły powstać na głębokości od 200 do 400 km.

Topienie próbek przy ciśnieniach 35 kb prowadzi do wniosku, że wnętrze Księżyca może być utworzone z klinopiroksenu, lub amfibolitycznego perydotytu.

Maskony mogą być utworzone z akumulacji ilmenitu, lub też dolne partie mórz mogły być utworzone z eklogitu o gęstości 3,74 g/cm^3 i on właśnie stanowi maskony.

Obecne dane na temat mineralogii Księżyca zdają się przeczyć rozszczepieniowej i schwytaniowej hipotezie jego powstania, a zdają się potwierdzać hipotezę akrecyjną.

Dla składu mineralogicznego gruntu Księżyca znamienna jest nieoczekiwanie mała zawartość w nim substancji pochodzenia meteorologicznego,

choć występuje jednak pewna ilość żelaza z charakterystyczną dla meteorytów domieszką niklu. Żelazo to koncentruje się przede wszystkim w brekcjach i miale. Brekcje są przy tym bogatsze w żelazo niż ilmenit. Wskazuje to, że procesy uderzeniowe odgrywały jednak istotną rolę w kształtowaniu się powierzchni Księżyca. Topienie skał jakie temu towarzyszyło wytworzyło żelazo troilitowe, kuleczki szkliwa i szkieletowe ilmenity. (Wspomnieć warto, że w miale bardzo mało jest jednak materiałów podobnych do występujących w meteorytach węglistych, co może świadczyć o tym, że uległ on wyparowaniu, lub też roztworzeniu w materiale miejscowym).

Mikroskopowe badania przy dużych powiększeniach ultracienkich przekrojów ujawniają w ilmencie i plagioklazie osobliwości strukturalne świadczące o tym, że badany materiał znajdował się przejściowo w fazie deformacji plastycznej.

Ziarna augitu są bardzo wzbogacone w żelazo w warstwie powierzchniowej o grubości 15÷20 μm, co też być może wiąże się z oddziaływaniami meteorytowymi. Chemicznie niejednorodny podwapniowy augit mógł być początkowo piroksenem z którego wydzielił się pigeonit, ponieważ pośród ziarn augitu występują pigeonitowe jądra.

Pospolicie występujący plagioklaz jest bogaty w krzem, a ubogi w glin, w stosunku do stochimetrycznego skalenia. Znajdują się przy tym w nim składniki charakterystyczne dla anortozytów, co może mieć duże znaczenie dlatego, bo podejrzewa się, iż księżycowe lądy mogą mieć budowę anortozytową.

W próbkach wykryto kilka nowych minerałów — na przykład minerał o składzie chemicznym $Fe_{0.5}Mg_{0.5}Ti_2O_5$, który nazwano pseudobrukitem (towarzyszy on ilmenitowi i chromianowemu ulvospinelowemu ilmenitowi).

ANDRZEJ MARKS

Pierwsze wyniki badania próbek Łuny 16

Część powrotna radzieckiego aparatu kosmicznego Łuna 16 dostarczyła na Ziemię nieco ponad 100 g księżycowego gruntu z miejsca o współrzędnych 0°41′S i 56°18′E znajdującego się na Morzu Żyzności (Mare Foecunditatis).

Próbka miała postać walcowatego rdzenia o długości 35 cm — na taką bowiem głębokość przeniknęło w grunt Księżyca pobierające ją wiertło.

Grunt miał w tym miejscu strukturę ziarnistą (regolit) i bardzo porowatą. W warstwie przypowierzchniowej okazał się przy tym znacznie bardziej drobnoziarnisty, niż w warstwie głębinowej. Średnia gęstość właściwa próbki miała wartość 1,2 g/cm³, a po silnym sprasowaniu 1,8 g/cm³.

Pierwsze oględziny w laboratorium na Ziemi pobranej próbki wykazały, że ma ona wygląd ciemno szarego proszku. Kolor próbki zmieniał się jednak zależnie od kierunku patrzenia i kierunku intensywności oświetlenia, na brunatny, a nawet zielonkawy. Wywołane to było strukturą i właściwościami optycznymi powierzchni ziarn. Średnie albedo próbki miało w promieniach podczerwonych wartość 12,6%, w promieniach widzialnych 10,7% i w promieniach nadfioletowych 8,6%, a więc było nieco większe niż średnie albedo powierzchni Morza Żyzności. (Mogło to wynikać z lokalnej właściwości gruntu w miejscu pobrania próbki, ale przede wszystkim z faktu, że była to próbka podpowierzchniowa).

Mikroskopowe oględziny próbki wykazały obecność bardzo różnorodnych cząstek. W pierwszej kolejności można je jednak było podzielić na dwa zasadnicze typy:

Cząsteczki pierwotnych magmatycznych skał (przede wszystkim typu bazaltów).

Cząsteczki podległe silnej metamorfizacji na powierzchni Księżyca lub utworzone w trakcie procesów „wietrzeniowych" zachodzących na powierzchni Księżyca (np. uderzeń meteorytów).

W gruboziarnistej frakcji próbki występują skały typu bazaltowego (zarówno drobnoziarniste, jak i gruboziarniste typu gabroidalnego). Głównymi minerałami są skaleń, pirokseny, ilmenit i oliwin. W próbkach typu gabroidalnego występują piękne okazy kryształów przezroczystego skalenia, brunatnego, czerwonawego, lub niekiedy różowego piroksenu i czarnego płytkowego ilmenitu.

W próbce występują także ziarna białawe o różnych odcieniach. Składają się one niemal wyłącznie ze skalenia i są podobne do ziemskich anortozytów. Prawie powszechnie mniema się dziś, że stanowią one materiał pochodzący z księżycowych lądów i zostały przerzucone na księżycowe morza przez wybuchy towarzyszące uderzeniom meteorytów. (Podkreślić należy, że pochodzenie ziemskich anortozytów jest niejasne, toteż tym bardziej interesujące jest badanie anortozytów księżycowych).

Pisząc o mineralogicznym składzie próbki wypada wspomnieć, że we wszystkich frakcjach występują oddzielne ziarna minerałów, zwłaszcza tych, które wchodzą w skład skał bazaltowych. Jeżeli jednak chodzi o ich barwę i morfologię, to często różnią się one od tych jakie występują w skałach bazaltowych.

Jeżeli chodzi o drugi zasadniczy typ materiału występującego w próbce, to mamy do czynienia z brekcjami, spiekami, szlakami, a także różnorodnymi obłymi obtopionymi ziarnami — przede wszystkim o strukturze szklistej (trafiają się jednak wśród nich także ziarenka metaliczne).

Barwa większość bardzo obficie występujących ziarenek szkliwa jest czarna, brunatna i zielonkawa.

Powszechnie uważa się, że te obłe ziarenka powstają w wyniku uderzeń w powierzchnię Księżyca meteorytów — ze stapiania zarówno gruntu Księżyca w otoczeniu miejsca uderzonego, jak i stapiania samej materii meteorytów.

Podkreślić należy, że ziarenka obłe szczególnie obficie występują w drobnoziarnistej frakcji próbki.

Brekcje stanowią do 40% bardziej gruboziarnistej frakcji. Stanowią one scementowane ze sobą różnorodne ziarna regolitu. Niektóre są przy tym dość zwarte, inne przeciwnie, łatwo dają się rozdrobnić. W brekcjach występuje sporo cząstek o własnościach magnetycznych.

Spieki podobne są do brekcji, z tą jednak zasadniczą różnicą, że powstały w wyniku złączenia się ze sobą nadtopionych ziarn regolitu. Występują one tylko we frakcji gruboziarnistej.

We wszystkich frakcjach próbki występują substancje szlakopodobne, o różnorodnym stopniu przetopieniu, włącznie do stopnia powodującego zeszklenie. Występują one obficiej (jak również spieki) w przypowierzchniowej warstwie próbki. Nie ma powodów do powątpiewania, że spieki i substancje szlakopodobne powstały najprawdopodobniej przede wszystkim w wyniku ostrzału powierzchni Księżyca przez meteoryty. (Wspomnieć tutaj należy, że w próbce występują także odłamki większych szkieł — prawdopodobnie pochodzenia wulkanicznego).

Badania składu chemicznego próbki dały wynik podany w artykule B. Kuchowicza pt. „Pierwsze wyniki analizy próbek księżycowych, dostarczonych przez Łunę 16" w poprzednim numerze *Uranii.*

Dalsze badania trwają. Będziemy o nich nieraz jeszcze donosili.

ANDRZEJ MARKS

Wybrane zadania z XIII Olimpiady Astronomicznej

1. W najbliższych latach zostanie zbudowana okołoziemska stacja orbitalna mająca kształt pierścienia. Zakładając, że średnica stacji wynosi 1000 m oraz, że grubość pierścienia jest zaniedbywalna w stosunku do rozmiarów stacji, obliczyć z jaką prędkością kątową (ω) powinna obracać się wokół własnej osi stacja, ażeby wytworzyć na niej sztuczną siłę ciężkości o natężeniu równym połowie natężenia siły ciężkości na powierzchni Ziemi. Obliczyć, o ile odchyli się od sztucznie wytworzonego pionu ciało spadające w kabinie tej stacji z wysokości 1 m. Zadanie zilustrować rysunkiem.

2. W widmie pewnego układu podwójnego gwiazd zaobserwowano maksymalne rozdwojenie linii Hα w granicach od λ_1 do λ_2. Długość laboratoryjna tej linii wynosi α_0. Nachylenie płaszczyzny, w której poruszają się oba składniki do płaszczyzny stycznej do sfery niebieskiej w punkcie przecięcia się sfery z promieniem widzenia wynosi $i = 90°$. Obliczyć prędkość składników względem środka masy, przy założeniu, że masy obu składników są równe i że obie gwiazdy okrążają środek masy po orbitach kołowych.

3. Dnia 9 maja 1970 r. nastąpi przejście Merkurego przed tarczą Słońca. W momencie koniunkcji dolnej Merkurego ze Słońcem 9 maja br. rektascensja środka tarczy Słońca α równa jest rektascensji Merkurego α_M i wynosi $3^h03^m\ 22^s{,}50$. Promień kątowy Słońca w tym dniu $R = 15'52''.08$. Przyrost rektascensji Słońca w ciągu jednej godziny wynosi $\Delta\alpha = +9^s{,}73$, przyrost rektascensji Merkurego na jedną godzinę wynosi $\Delta\alpha_M = -5^s{,}30$. Wychodząc z powyższych danych i zakładając, że Merkury przemieszczać się będzie w przybliżeniu wzdłuż średnicy tarczy Słońca obliczyć czas trwania zjawiska przejścia Merkurego przed tarczą Słońca. Rozwiązanie zadania zilustrować rysunkiem.

KRONIKA ŻAŁOBNA

Wspomnienie o inż. Stefanie Kalińskim, jednym z inicjatorów Koła Miłośników Astronomii

W dniu 11 listopada 1970 r. zmarł nagle inż. Stefan Kaliński.

Licznym członkom naszego Towarzystwa może nie był znany, gdyż ostatnio mało udzielał się Towarzystwu — od chwili, gdy w roku 1918 brał udział w pierwszych pracach organizacyjnych, minęło już ponad pół wieku. Byliśmy wtedy uczniami szkoły średniej, opiekował się naszymi pracami nie żyjący już także prof. Felicjan Kępiński. Skromne Koło Miłośników Astronomii, utworzone jako międzyszkolne koło uczniowskie, szybko zaczęło się rozrastać poza szkoły i poza Warszawę. Wtedy zostało utworzone Towarzystwo Miłośników Astronomii.

Formalnymi założycielami Towarzystwa byli ludzie dorośli, nie koniecznie zajmujący się astronomią, jak na przykład ojciec jednego z naszych kolegów. Młodzi uczniowie, którzy byli faktycznymi założycielami, naturalnie nie rezygnowali z aktywnej pracy w Zarządzie, ich to główną zasługą były próby zorganizowani w r. 1923 szkolnych obchodów kopernikowskich. Inż. Kaliński brał wtedy czynny udział w redagowaniu odpowiedniej odezwy do szkół w całej Polsce, a następnie w rozsyłaniu jej do wszystkich szkół. To jeden z fragmentów. Po wojnie, kiedy we Wrocławiu uruchomiono na krótki czas planetarium dzięki zainstalowaniu aparatury Zeissa w pawilonach powystawowych, inż. Kaliński był jednym z prelegentów i organizatorów tego przedsięwzięcia w bardzo jeszcze trudnych warunkach w zniszczonym Wrocławiu.

W tych paru wspomnieniach pragnąłbym „zachować od zapomnienia" jednego z założycieli Towarzystwa Miłośników Astronomii, bez inicjatywy którego Towarzystwo z pewnością powstałoby parę lat później i zapewnie nie nabrałoby od razu tego rozmachu, jakim charakteryzowało się w pierwszych latach istnienia.

JAN MERGENTALER

KALENDARZYK ASTRONOMICZNY

Opracował G. Sitarski **Kwiecień 1971 r.**

Na początku kwietnia możemy jeszcze próbować odszukać Merkurego, wieczorem nisko nad zachodnim horyzontem. W ciągu pierwszych sześciu dni miesiąca jasność Merkurego spada od zerowej do +1 wielkości gwiazdowej i coraz trudniej odnaleźć go w poświacie Słońca ukrytego tuż pod horyzontem. Wenus zdąża do złączenia ze Słońcem i jest już niewidoczna.

Marsa odnajdziemy nad ranem w gwiazdozbiorze Strzelca; Mars zbliża się stale do Ziemi i w ciągu miesiąca jasność jego wzrasta od +0.5 do zerowej wielkości gwiazdowej.

Jowisza możemy już obserwować prawie całą noc na granicy gwiazdozbiorów Wężownika i Skorpiona. Jowisz błyszczy pięknym blaskiem jak gwiazda —2 wielkości i jest teraz najjaśniejszym po Księżycu ciałem niebieskim na nocnym niebie. Przez lunety możemy obserwować ciekawe zjawiska w układzie czterech galileuszowych księżyców Jowisza. Pod odpowiednimi datami podajemy dokładne momenty i opis przebiegu tych zjawisk.

Saturn widoczny jest jeszcze w pierwszych dniach kwietnia wieczorem na granicy gwiazdozbiorów Barana i Byka jako gwiazda około +0.4 wielkości. Uran widoczny jest prawie całą noc w gwiazdozbiorze Panny, ale odnajdziemy go przez lunetę lub dobrą lornetkę jako gwiazdkę około 6 wielkości, czyli na granicy widzialności gołym okiem. Neptuna odnajdziemy przez lunetę wśród gwiazd 8 wielkości na granicy gwiazdozbiorów Skorpiona i Wagi w drugiej połowie nocy. Pluton widoczny jest przez całą noc na granicy gwiazdozbiorów Warkocza Bereniki i Panny, ale dostępny jest tylko przez duże teleskopy jako gwiazda około 14 wielkości i bywa z reguły obserwowany na drodze fotograficznej.

Przez większe lunety możemy też próbować odnaleźć dwie planetoidy około 10.5 wielkości gwiazdowej. Obie planetoidy górują prawie dokład-

nie w tym samym czasie i obie widoczne są przez całą noc: Hebe na granicy gwiazdozbiorów Wolarza i Panny, a Nemausa w gwiazdozbiorze Panny.

1^d O 6^h Merkury w największej wschodniej elongacji w odległości 19° od Słońca. O 23^h Uran w przeciwstawieniu ze Słońcem.

$1/2^d$ Obserwujemy początek przejścia 1 księżyca i jego cienia na tle tarczy Jowisza. Cień księżyca 1 pojawia się na tarczy planety o 2^h50^m, a sam księżyc rozpoczyna przejście o 3^h52^m.

$2^d20^h55^m$ Heliograficzna długość środka tarczy Słońca wynosi 0°; jest to *początek 1573 rotacji Słońca wg numeracji Carringtona.*

$2/3^d$ Księżyc 2 Jowisza ukryty jest za tarczą planety, a księżyc 1 zbliża się do brzegu tarczy. O 24^h6^m księżyc 1 znika nagle w cieniu planety blisko lewego brzegu jej tarczy (patrząc przez lunetę odwracającą). Teraz widoczne są w pobliżu Jowisza tylko dwa jego księżyce. Nad ranem ukazują się kolejno spoza prawego brzegu tarczy Jowisza (w lunecie odwracającej): o 2^h46^m księżyc 2, a o 3^h15^m księżyc 1.

6^d15^h Bliskie, lecz niewidoczne złączenie Księżyca z Regulusem, gwiazdą pierwszej wielkości w gwiazdozbiorze Lwa. Zakrycie gwiazdy przez tarczę Księżyca widoczne będzie na Antarktydzie.

9^d20^h Merkury nieruchomy w rektascensji.

$9/10^d$ Tej nocy obserwujemy zaćmienie kolejno dwóch księżyców Jowisza: o 0^h39^m księżyc 2 znika nagle w cieniu planety w odległości równej promieniowi tarczy od jej lewego brzegu (w lunecie odwracającej), a o 1^h59^m księżyc 1 pogrąża się w cieniu Jowisza blisko lewego brzegu jego tarczy. Już do rana obydwa księżyce będą niewidoczne.

10^d7^h Uran w złączeniu z Księżycem w odległości 5°.

$10/11^d$ Księżyc 1 i jego cień przechodzą na tle tarczy Jowisza. Kiedy o 24^h6^m księżyc 1 rozpoczyna przejście, jego cień już od wschodu Jowisza w Polsce wędruje po tarczy planety. Koniec wędrówki cienia obserwujemy o 1^h22^m, a księżyc 1 kończy przejście o 2^h16^m.

14^d Tego dnia Księżyc znajdzie się w złączeniu kolejno z trzema ciałami niebieskimi. O 11^h nastąpi niewidoczne złączenie Księżyca z Neptunem w odległości 7°, a o 16^h z Jowiszem w odległości 6°. Natomiast wieczorem o 21^h nastąpi bliskie, lecz niewidoczne złączenie Księżyca z Antaresem, gwiazdą pierwszej wielkości w gwiazdozbiorze Skorpiona (Niedźwiadka); zakrycie gwiazdy przez tarczę Księżyca widoczne będzie w Południowej Afryce i w Australii.

18^d2^h Mars w złączeniu z Księżycem w odległości 2°. Rankiem nad południowo-wschodnim horyzontem obserwujemy Księżyc w ostatniej kwadrze, a na północ od niego odnajdziemy czerwonego Marsa.

$18/19^d$ Noc bogata w ciekawe zjawiska w układzie księżyców Jowisza. Zaraz po wschodzie Jowisza dostrzegamy plamki cieni dwóch księżyców wędrujące po tarczy planety, a trzy księżyce zgrupowane są blisko brzegów tarczy. O 22^h20^m księżyc 1 znika nagle w cieniu planety w pobliżu lewego brzegu jej tarczy. O 23^h31^m księżyc 2 rozpoczyna przejście na tle tarczy planety i przestaje być widoczny. Tymczasem zbliża się koniec wędrówki cieni księżyców 3 i 2 i opuszczają one tarczę planety kolejno o 0^h1^m i o 0^h31^m. Wreszcie o 1^h3^m księżyc 3 dociera do brzegu tarczy, rozpoczyna przejście i znika na jej tle. Teraz w pobliżu Jowisza widoczny jest tylko jeden jego księżyc 4, daleko od brzegu tarczy planety. Taki stan trwa jednak tylko 12 minut, bo już o 1^h15^m księżyc 1 ukazuje się spoza prawego brzegu tarczy (w lunecie odwracającej). Księżyce 2 i 3 kończą przejście i ukazują się kolejno o 2^h0^m i o 2^h58^m.

19^d24^h Merkury w dolnym złączeniu ze Słońcem.

$20^d18^h55^m$ Słońce wstępuje w znak Byka. Jego długość ekliptyczna wynosi wówczas 30°.

22^d24^h Wenus w złączeniu z Księżycem w odległości 5°.

$25/26^d$ Po północy nastąpi seria ciekawych zjawisk w układzie księżyców Jowisza. O 0^h13^m obserwujemy początek zaćmienia 1 księżyca, który znika nagle w cieniu planety w pobliżu lewego brzegu jej tarczy. Dalej na tarczy Jowisza pojawiają się kolejno cienie księżyców 2 i 3, o 0^h32^m i o 1^h46^m. O 1^h48^m księżyc 2 rozpoczyna przejście na tle tarczy Jowisza. O 3^h0^m księżyc 1 ukazuje się spoza tarczy planety, a o 3^h5^m cień księżyca 2 schodzi z tarczy Jowisza. Cień księżyca 3 opuszcza tarczę planety o 4^h0^m. O 4^h17^m księżyc 2 kończy przejście na tle tarczy, a tymczasem księżyc 3 o 4^h27^m dopiero swoje przejście rozpoczyna.

26^d15^h Złączenie Saturna z Księżycem w odległości 7°.

$26/27^d$ Księżyc 1 i jego cień przechodzą na tle tarczy Jowisza. Obserwujemy koniec przejścia: cienia o 23^h39^m, księżyca 1 o 0^h15^m.

$30^d3^h10^m$ Po raz drugi w tym miesiącu heliograficzna długość środka tarczy Słońca wynosi 0°; jest to *początek 1574 rotacji Słońca według numeracji Carringtona.*

Momenty wszystkich zjawisk podane są w czasie środkowo-europejskim.

Odległości bliskich planet

Data 1971	Wenus				Mars			
	od Słońca		od Ziemi		od Słońca		od Ziemi	
	j. a.	mlnkm	j. a.	mlnkm	j. a.	mlnkm	j. a.	mlnkm
III 22	0.726	108.7	1.116	167.0	1.535	229.7	1.259	188.4
IV 1	0.727	108.8	1.183	177.0	1.522	227.8	1.167	174.6
11	0.727	108.9	1.248	186.8	1.509	225.8	1.078	161.2
21	0.728	108.9	1.311	196.1	1.496	223.8	0.991	148.2
V 1	0.728	108.9	1.370	205.0	1.483	221.9	0 906	135.6

Dane dla obserwatorów Słońca
(na 13^h czasu środk.-europ.)

Data 1971	P	B_o	L_o	Data 1971	P	B_o	L_o
	°	°	°		°	°	°
IV 1	−26.22	−6.52	17.49	IV 17	−25.97	−5.43	166.30
3	−26.26	−6.47	351.10	19	−25.80	−5.26	139.90
5	−26.33	−6.29	324.71	21	−25.62	−5.08	113.47
7	−26.34	−6.16	298.32	23	−25.40	−4.90	87.05
9	−26.32	−6.04	271.92	25	−25.14	−4.72	60.62
11	−26.58	−5.89	245.52	27	−24.86	−4.54	34.20
13	−26.20	−5.74	219.11	29	−24.55	−4.34	7.77
15	−26.10	−5.59	192.71	V 1	−24.22	−4.14	341.34

P — kąt odchylenia osi obrotu Słońca mierzony od północnego wierzchołka tarczy;
B_o, L_o — heliograficzna szerokość i długość środka tarczy.

Data	1^h czasu środ.-europ. α	δ	Warszawa wsch.	zach.	1^h czesu środk.-europ. α	δ	Warszawa wsch.	zach.
	MERKURY				WENUS			
	h m	°	h m	h m	h m	°	h m	h m
IV 1	1 46	+13.7	5 33	19 57	22 20	−11.1	4 19	14 20
11	2 01	+15.7	4 56	19 44	23 06	− 7.0	4 02	14 49
21	1 44	+12.3	4 20	18 28	23 51	− 2.6	3 45	15 17
V 1	1 28	+ 7.9	4 49	17 09	0 35	+ 2.0	3 27	15 45
	W pierwszych dniach kwietnia można próbować odszukać go nisko nad zach. horyzontem (około +1 wielk. gwiazd.).				Niewidoczna.			
	MARS				JOWISZ			
IV 1	18 51	−23.4	2 08	9 34	16 19	−20.4	23 11	7 24
11	19 16	−23.0	1 50	9 22	16 17	−20.3	22 28	6 42
21	19 40	−22.5	1 32	9 10	16 14	−20.2	21 45	6 02
V 1	20 04	−21.8	1 12	9 01	16 10	−20.0	21 02	5 20
	Widoczny nad ranem w gwiazdozbiorze Strzelca (około +0.3 wielk. gwiazd.).				Widoczny prawie całą noc na granicy gwiazdozbiorów Wężownika i Skorpiona (−2 wielk. gwiazd.).			
	SATURN				URAN			
III 22	3 09	+15.6	7 24	22 15	12 45	−4.1	18 44	6 04
IV 11	3 18	+16.2	6 10	21 04	12 42	−3.7	17 19	4 43
V 1	3 28	+16.9	4 58	20 00	12 39	−3.4	15 56	3 24
	Na początku kwietnia widoczny jeszcze wieczorem na granicy gwiazdozbiorów Barana i Byka (+0.4 wielk. gwiazd.).				Widoczny prawie całą noc w gwiazdozbiorze Panny (5.8 wielk. gwiazd.).			

	α	δ	w połud.	α	δ	w połud.
	NEPTUN			PLUTON		
	h m	° ′	h m	h m s	° ′	h m
III 22	16 05.2	−19 06	3 57	12 19 40	+15 54.9	0 01
IV 11	16 04.1	−19 02	2 25	12 17 42	+16 06.2	22 37
V 1	16 02.3	−18 57	1 05	12 15 59	+16 12.2	21 16
	Widoczny w drugiej połowie nocy na granicy gwiazdozbiorów Skorpiona i Wagi (8.5 wielk. gwiazd.).			Widoczny przez całą noc na granicy gwiazdozbiorów Warkocza Bereniki i Panny (14 wielk. gwiazd.).		
	PLANETOIDA 6 HEBE			PLANETOIDA 51 NEMAUSA		
III 30	14 02.8	+ 8 08	1 12	14 02.7	−4 36	1 12
IV 9	13 55.1	+ 9 29	0 24	13 55.9	−2 51	0 25
19	13 46.5	+10 40	23 32	13 47.8	−1 07	23 34
29	13 38.0	+11 32	22 45	13 39.8	+0 23	22 47
V 9	13 30.3	+12 00	21 58	13 33.0	+1 31	22 01
19	13 24.1	+12 05	21 12	13 28.3	+2 12	21 16
	Około 10.4 wielk. gwiazd. Widoczna przez całą noc na granicy gwiazdozbiorów Wolarza i Panny.			Około 10.8 wielk. gwiazd. Widoczna przez całą noc w gwiazdozbiorze Panny.		

Planetoidy rozpoznajemy po ich ruchu wśród gwiazd, porównując rysunki z kilku nocy okolicy nieba według podanych wyżej współrzędnych (epoka 1950.0).

Data	1^h czasu środk.-europ.			Szczecin		Poznań		Wrocław		Gdańsk		Kraków		Warszawa		Rzeszów		Białystok	
	r. czasu	α	δ	wsch.	zach.	wsch.	zach.	wsch.	zach.	wsch.	zach.	wsch.	zach.	wsch.	zach.	wsch.	zach.	wsch.	zach.
	m	h m	°	h m	h m	h m	h m	h m	h m	h m	h m	h m	h m	h m	h m	h m	h m	h m	h m
IV 1	−4.2	0 39	+ 4.2	5 38	18 36	5 28	18 25	5 28	18 24	5 19	18 21	5 18	18 12	5 12	18 10	5 10	18 04	5 03	18 01
11	−1.3	1 15	+ 8.0	5 14	18 55	5 04	18 43	5 04	18 41	4 54	18 40	4 56	18 27	4 50	18 26	4 48	18 19	4 38	18 19
21	+1.4	2 52	+11.5	4 50	19 13	4 45	18 57	4 45	18 57	4 36	18 59	4 36	18 43	4 27	18 44	4 28	18 35	4 15	18 37
V 1	+2.9	2 30	+14.8	4 28	19 31	4 26	19 13	4 26	19 13	4 17	19 17	4 17	18 58	4 06	19 01	4 09	18 50	3 54	18 55
11	+3.7	3 08	+17.6	4 06	19 49	4 08	19 29	4 08	19 29	3 48	19 36	4 00	19 13	3 48	19 18	3 52	19 05	3 36	19 12

KSIĘŻYC

Data 1971	1^h czasu środk'-europ.		Warszawa		Data 1971	1^h czasu środk.-europ.		Warszawa		Data 1971	1^h czasu środk.-europ.		Warszawa	
	α	δ	wsch.	zach.		α	δ	wsch.	zach.		α	δ	wsch.	zach.
	h m	°	h m	h m		h m	°	h m	h m		h m	°	h m	h m
IV 1	5 18	+27.6	7 46	1 09	IV 11	13 15	−12.7	19 40	4 31	IV 21	22 16	− 9.7	2 51	13 51
2	6 17	+27.2	8 50	2 02	12	14 01	−17.5	20 55	4 45	22	23 08	− 3.1	3 05	15 20
3	7 14	+25.4	10 03	2 40	13	14 50	−21.6	22 11	5 04	23	0 01	+ 3.7	3 19	16 51
4	8 06	+22.4	11 18	3 05	14	15 42	−24.8	23 23	5 30	24	0 55	+10.7	3 33	18 23
5	8 55	+18.4	12 33	3 24	15	16 37	−26.9	—	6 08	25	1 52	+16.6	3 51	19 57
6	9 41	+13.8	13 45	3 38	16	17 34	−27.6	0 25	7 00	26	2 51	+21.6	4 15	21 27
7	10 25	+ 8.7	14 56	3 49	17	18 33	−26.8	1 14	8 08	27	3 52	+25.2	4 48	22 47
8	11 07	+ 3.4	16 05	3 59	18	19 31	−24.4	1 50	9 28	28	4 54	+27.2	5 34	23 51
9	11 49	− 2.1	17 15	4 09	19	20 27	−20.7	2 16	10 54	29	5 56	+27.4	6 34	—
10	12 32	− 7.5	18 27	4 19	20	21 22	−15.7	2 35	12 22	30	6 54	+26.0	7 46	0 36

Fazy Księżyca

		d	h
Nów	III	26	20
Pierwsza kwadra	IV	2	17
Pełnia	IV	10	21
Ostatnia kwadra	IV	18	14
Nów	IV	25	5
Pierwsza kwadra	V	4	9

	Odległość Księżyca od Ziemi				Średnica tarczy
		d	h		
Najw.	IV	8	9		29′.4
Najmn.	IV	23	19		33.2

CONTENTS

M. Kamieński — Astronomy serving Chronology.

T. Kwast — Equilibrium configurations.

Chronicle: Supernova explosions in spiral galaxies of different types — A new Dutch radiotelescope — The full Moon and the lightnings — Catastrophes in the early history of the Earth-Moon system — Investigations of Lunar samples (8) — First results of the Luna 16 samples investigations — Problems chosen from the 13th Astronomical Olympic Games.

Obituary: Stefan Kaliński.

Astronomical Calendar.

СОДЕРЖАНИЕ

М. Камиенски — Астрономия в службе хронологии.

Т. Кваст — Фигуры равновесия.

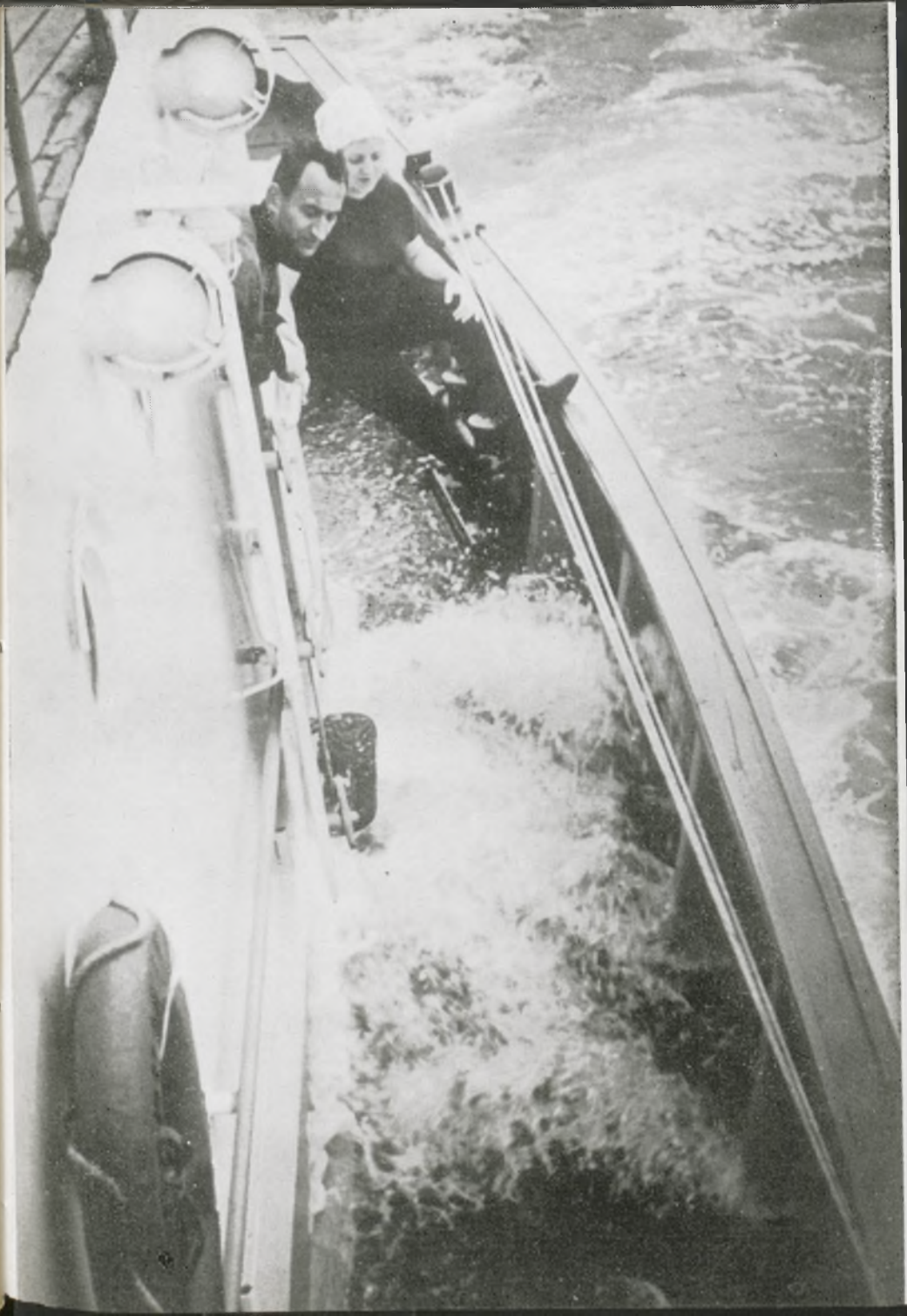
Хроника: Вспышки Сверхновых в разных типах сриральных галактик — Новый голландский радиотелескоп — Полнолуние и молнии — Катастрофы в ранней истории системы Земля-Луна — Исследование лунных образцов (8) — Первые результаты анализа лунных образцов доставленных Луной 16 — XIII Астрономическая Олимпияда (Избранные задачи).

Траурная хроника.

Астрономический календарь.

ODDZIAŁY PTMA

Białystok, Marchlewskiego 2/1 — III Lic. Ogóln. (Mgr T. Markiewicz).
Chorzów, Planetarium i Obserwatorium, skr. poczt. 10, tel. 301-49.
Częstochowa, Glogiera 17/12 (S. Werner), tel. 457-48.
Dąbrowa Górnicza, Okrzei 15, sekr.: czw. 19—20 (Z. Piaskowska).
Frombork, pow. Braniewo, Stacja Astronomiczna „Wieża Wodna" — pokazy nieba (Mgr Wł. Michalunio).
Gdański w Gdyni, Kamienna Góra, Mickiewicza 5/4 (Inż. E. Maciejewski).
Gliwice, Wybrzeże Armii Czerwonej 4 (Inż. Wł. Gisman). Sekr.: czw. 17—19.
Jelenia Góra — Cieplice, 1 Maja 126. (Mgr A. Neumann).
Katowice, Szopena 8/3 (C. Janiszewski).
Kraków, Solskiego 30/8 — Klub „Kosmos" i sekr.: pon. i pt. 18—21.
Krosno n/Wisłokiem, Nowotki 1, I p. (J. Winiarski).
Lublin, Nowotki 8, pok. 18, Koło Nauk. Stud. Fiz. UMCS. (Mgr St. Hałas).
Łódź, Traugutta 18, p. 412 — Łódzki Dom Kultury. Sekr.: pon. 18—20.
Nowy Sącz, Jagiellońska 50a (Trzópek Wojciech).
Olsztyn, Zamkowa 2, Muzeum Mazurskie.
Opole, Strzelców Bytomskich 1. Młodz. Dom Kultury (Inż. E. Pospiszyl).
Ostrowiec Świętokrzyski, A .Mickiewicza 12, m. 38 (J. Ułanowicz).
Oświęcim, Jagiełły 12 (St. Jasieniak).
Poznań, Stary Rynek 9/10. Sekr. wt., czw. 17—19.
Radom, Żeromskiego 75, p. 224 (Inż. P. Janicki).
Szczecin, H. Pobożnego 2, Lic. Ogóln. nr 2 (H. Gurgul).
Szczecinek, Kościuszki 10, skr. poczt. 30, tel. 25-86 (A. Giedrys).
Toruń, Kopernika 42, tel. 228-46. Sekr.: pon., środ., piąt. 17—19. „Wieczory astronomiczne" — pon. godz. 17.
Warszawa, Al. Ujazdowskie 4. Sekr.: pon., środ., 18—21, tel. 29-40-11.
Wrocław, Piotra Skargi 18a. Wzgórze Partyzantów, tel. 347-32. Sekr.: pon., środ., piątek 18—19.
Zielona Góra, Ogrodowa 42/7 (Inż. K. Mroczkowski).

Przewodn. Rady Redakcyjnej S. Piotrowski, red. nacz. L. Zajdler, sekr. K. Ziołkowski, red. techn. B. Korczyński. **Adres Redakcji:** Warszawa, Al. Ujazdowskie 4; **Wydawca:** Polskie Towarzystwo Miłośników Astronomii, Zarząd Główny, Kraków, Solskiego 30/8, telefon: 538-92; Nr konta PKO I OM 4-9-5227. **Warunki prenumeraty:** roczna — 72 zł, dla członków PTMA w ramach składki 60 zł, 1 egz. — 6 zł.
Indeks 38151

Druk: Prasowe Zakłady Graficznej RSW Prasa, Kraków, ul. Wielopole 1 — zam. 277/71. Nakład 3000 egz. M-15