

A 1911 I

P O L S K A A K A D E M I A N A U K
K O M I T E T G E O D E Z J I

**G E O D E Z J A
I K A R T O G R A F I A**

KWARTALNIK NAUKOWY
TOM III • ZESZYT 2

P A Ń S T W O W E
W Y D A W N I C T W O N A U K O W E
W A R S Z A W A
1 9 5 4

P O L S K A A K A D E M I A N A U K
K O M I T E T G E O D E Z J I

G E O D E Z J A
I K A R T O G R A F I A

K W A R T A L N I K N A U K O W Y

T O M I I I • Z E S Z Y T 2



P A Ń S T W O W E
W Y D A W N I C T W O N A U K O W E

W A R S Z A W A

1 9 5 4

KOMITET REDAKCYJNY

Jan Różycki (redaktor naczelny), Bronisław Dzikiewicz (zastępca redaktora), Marian Brunon Piasecki (sekretarz)

RADA REDAKCYJNA

Franciszek Biernacki, Tadeusz Kochmański, Zygmunt Kowalczyk,
Stanisław Kryński, Henryk Leśniok, Janusz Tymowski

Adres Redakcji: Politechnika Warszawska,
Warszawa, Pl. Jedności Robotniczej 1

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — W A R S Z A W A 1954

Nakład 815+100	Oddano do składania 17/III. 1954
Ark. wyd. 5,25, druk. 4	Podpisano do druku 20. V. 1954
Papier dr. sat. 70 g 70×100/16 V kl.	Druk ukończono 25. V. 1954
Cena zł 10,—	Zam. Nr 221/23 — K-5-10560

POZNAŃSKA DRUKARNIA NAUKOWA — POZNAŃ, FREDRY 10



Prof. dr Edward Warchałowski

W PIERWSZĄ ROCZNICĘ ŚMIERCI
PROF. EDWARDA WARCHAŁOWSKIEGO

W dniu 6 marca br. minęła pierwsza bolesna rocznica zgonu wybitnego uczonego, prof. Edwarda Warchałowskiego, nestora geodezji polskiej, przewodniczącego Komitetu Geodezji Polskiej Akademii Nauk.

Prof. E. Warchałowski całe swoje życie poświęcił intensywnej pracy twórczej w wielu dziedzinach życia. Toteż kreśląc sylwetkę Zmarłego, trudno jest należycie scharakteryzować wszystkie Jego osiągnięcia na polu naukowym, dydaktycznym, organizacyjnym i społecznym. Nie dałoby się to zresztą pomieścić w ramach jednego artykułu, opracowanego przez zespół ludzi z jednego tylko środowiska. Z konieczności więc trzeba ograniczyć się do zarejestrowania ważniejszych faktów i podania w sposób obiektywny tych osiągnięć, które w danej chwili wydają się najbardziej istotnymi.

Prof. E. Warchałowski urodził się 4. 10. 1885 r. we wsi Piestrzec, powiatu stopnickiego. Po ukończeniu seminarium nauczycielskiego w Jędrzejowie wstąpił do szkoły mierniczej w Pskowie, którą ukończył z odznaczeniem. W roku 1906 został przyjęty do Konstantynowskiego Instytutu Geodezyjnego w Moskwie. Po zdaniu egzaminów końcowych z odznaczeniem, już w roku 1909, zostaje asystentem Instytutu, kontynuując jednocześnie przez dwa lata studia na Wydziale Matematycznym Uniwersytetu Moskiewskiego.

W roku 1912 publikuje „Zarys fotogrametrii“, pierwszą w języku rosyjskim naukowo ujętą pracę z tej dziedziny geodezji, wchodzącą dopiero na drogę praktycznych zastosowań. W tym samym roku prof. E. Warchałowski składa egzamin doktorski, jak byśmy dzisiaj to nazwali, a adiunkcki według ówczesnej terminologii, gdyż w Rosji nie było tytułu doktora nauk technicznych. Pracą naukową stanowiącą podstawę do tego egzaminu była praca: „Badania aparatu bazowego W. Struve“, opublikowana w roku 1914 w „Izwiestia Konstantinowskiego Mieżewego Instytutu“. Przy opracowaniu tego tematu, mającego na celu wyjaśnienie wpływu elementarnych błędów na wyniki precyzyjnego pomiaru długości, autor zastosował szereg własnych metod badania, dając w końcu syntezę zagadnienia i szczegółową ocenę badanego przyrządu.

Przygotowując się do habilitacji, prof. E. Warchałowski opracowuje obszerną monografię z zakresu teoretycznych rozważań nad podstawami naukowymi teorii błędów. W tym okresie czasu opracowuje również dwa obszerne działy: „Sposób najmniejszych kwadratów“ i „Triangulację“ do podręcznika prof. Sołowiewa pt. „Niższa Geodezja“, wydanego w Moskwie w roku 1914. Pracę habilitacyjną stanowi: „Niwelacja o najwyższej dokładności“ przedstawiona w Moskiewskim Instytucie Inżynierów Komunikacji.

W roku 1915 zostaje mianowany docentem i obejmuje Katedrę rachunku prawdopodobieństwa i rachunku wyrównania w Instytucie Moskiewskim, a w roku 1918 — zostaje mianowany profesorem zwyczajnym na tej katedrze, obejmując jednocześnie Katedrę Geodezji. Na stanowisku tym pozostaje aż do chwili powrotu do kraju.

W latach 1919—1921, prof. E. Warchałowski bierze udział w organizacji Głównego Urzędu Geodezyjnego w ZSRR w charakterze członka Kolegium Zarządzającego i Kierownika Wydziału Naukowego oraz zastępcy przewodniczącego Rady Technicznej. Już w tym czasie był uważany za wybitny autorytet naukowy w zakresie geodezji.

W roku 1921 wraca do kraju, gdzie na nowoutworzonym Wydziale Mierniczym Politechniki Warszawskiej obejmuje jako profesor zwyczajny Katedrę Geodezji Wyższej, którą kieruje do ostatniej chwili swego życia.

W okresie międzywojennym prof. E. Warchałowski opracowuje i publikuje wiele cennych prac naukowych, z których ważniejsze są: „Rachunek wyrównania według metody najmniejszych kwadratów“ w roku 1923, „Niwelacja geometryczna“ w roku 1926 — pierwsze w literaturze polskiej dzieło obejmujące podstawy niwelacji precyzyjnej, „Triangulacja m. st. Warszawy“, w którym po raz pierwszy zostaje poruszony przez autora problem wyrównania „grupowego“ i inne. Cenną pracą naukową stanowi również przeprowadzony pod jego kierunkiem w roku 1929 pomiar bazy pod Szubinem, którego wyniki zostały następnie ogłoszone w publikacji pt. „La base de Szubin“. W roku 1931 publikuje oryginalne opracowanie pt. „Wyrównanie triangulacji jako obserwacji pośrednich“, która to metoda zostaje następnie przyjęta w Polsce do wyrównywania triangulacji państwowej. Z prac wydanych w tym okresie nie można nie wspomnieć o referacie, opracowanym na podstawie obszernych badań, pt.: „Einige Versuche über Präzisionsnivellement“ zgłoszonym na Kongres Geodezyjny Komisji Bałtyckiej w Moskwie w roku 1934, oraz wydanej przez Akademię Nauk Technicznych w roku 1939 pracy pt. „Zastosowanie krakowianów w rachunku wyrównawczym“.

Działalność prof. E. Warchałowskiego, w tym i następnych okresach jego życia, nie ogranicza się jedynie do pracy dydaktycznej i naukowej. W latach 1924—33 pełni obowiązki dziekana Wydziałów Inżynierii Wodnej

i Geodezyjnego, zaś w roku 1933 zostaje wybrany rektorem Politechniki Warszawskiej na okres trzyletni. Ponadto od roku 1926 pełniąc obowiązki sekretarza Polskiego Narodowego Komitetu Międzynarodowej Unii Geodezyjno-geofizycznej oraz od roku 1930 — wiceprezesa Polskiego Towarzystwa Fotogrametrycznego, występuje również i na forum międzynarodowym, biorąc czynny udział w licznych zjazdach i kongresach Międzynarodowej Unii Geodezyjno-geofizycznej, Unii Geodezyjnej Państw Bałtyckich i Międzynarodowego Towarzystwa Fotogrametrycznego. Zostaje członkiem Akademii Nauk Technicznych oraz Polskiego Towarzystwa Astronomicznego, w którym pełni przez pewien okres godność Prezesa. Nie zrywa też kontaktu z życiem zawodowym. W latach 1925—29 kieruje nowymi pomiarami m. st. Warszawy.

W okresie okupacji prof. E. Warchałowski z narażeniem życia, pod pozorem kierowanej przez siebie Państwowej Szkoły Budownictwa, a potem Państwowej Wyższej Szkoły Technicznej, prowadzi tajne nauczanie przygotowując wraz z zespołem oddanych mu ludzi kadry młodych geodetów do służby w przyszłej wolnej Ojczyźnie.

Po wyzwoleniu Polski obejmuje w roku 1945 obowiązki Rektora Politechniki Warszawskiej i staje na czele Komitetu Odbudowy Politechniki, przyczyniając się na tym stanowisku wybitnie do odbudowy i rozbudowy tej największej dziś w Polsce uczelni technicznej. Równocześnie bierze udział w organizacji państwowej służby geodezyjnej. W ciągu całego swego życia był zwolennikiem centralizacji służby geodezyjnej, aktywnie oddziałując w tym kierunku na opinię w kołach zawodowych. Realizacja tych zamierzeń mogła nastąpić dopiero z chwilą powstania Polski Ludowej, przez powołanie do życia w r. 1945 Głównego Urzędu Pomiarów Kraju.

Prof. E. Warchałowski wykazuje w tym okresie niespożytą energię. Poza pracą na Politechnice poświęca wiele czasu działalności na innych polach o bezpośrednim zasięgu społecznym. Jest Przewodniczącym Państwowej Rady Mierniczej. Organizuje pierwszą w Polsce naukową placówkę geodezyjną: „Geodezyjny Instytut Naukowo-badawczy“, którą kieruje osobiście aż do roku 1949. W roku tym zostaje powołany na stanowisko Prezesa Głównego Urzędu Pomiarów Kraju. Na tym stanowisku pozostaje do roku 1951. W roku 1952 zostaje powołany przez Prezesa Rady Ministrów na Przewodniczącego Rady Naukowej Geodezyjnego Instytutu Naukowo-badawczego. Bierze również czynny udział w organizacji I Kongresu Nauki Polskiej jako Przewodniczący Podsekcji Geodezji, a następnie współpracuje przy organizacji Komitetu Geodezji Polskiej Akademii Nauk zostając następnie przewodniczącym tego Komitetu.

Przez całe swoje życie należał do ludzi szczerze postępujących, toteż zaraz po wyzwoleniu Ojczyzny stanął w szeregach budowniczych nowej

Polski Ludowej. Bierze czynny udział w pracach Stronnictwa Demokratycznego, gdzie zostaje członkiem Centralnego Komitetu oraz Wiceprzewodniczącym Komitetu Stołecznego. Rozumiejąc znaczenie pokoju dla rozkwitu ukochanej Ojczyzny i rozwoju Nauki Polskiej, z całym sercem i oddaniem pracuje w Polskim Komitecie Obrońców Pokoju, pełniąc funkcje Przewodniczącego Okręgu Stołecznego.

Mimo pracy na tak wielu odcinkach życia społecznego i zawodowego nie przerywa ani na chwilę pracy dydaktycznej i naukowej. Już w roku 1946 wydaje w postaci litograficznej skrypt Geodezji Wyższej. Śledząc zarysowujące się po wojnie nowe tendencje w geodezji zacierające w kierunku zastąpienia w triangulacji pomiarów kątowych — pomiarami długości — opracowuje i wydaje drukiem w roku 1948 oryginalną pracę pt. „Triangulation d'un type nouveau“, która wywołała duże zainteresowanie wśród geodetów za granicą. W roku 1952 wydaje pierwsze w naszej literaturze podstawowe dzieło: „Geodezja wyższa — część matematyczna“, obejmujące zagadnienia dotyczące teorii powierzchni elipsoidy oraz metody obliczeń geodezyjnych na elipsoidzie. Tuż przed śmiercią oddaje do druku obszerny podręcznik pt. „Teoria błędów i rachunek wyrównania“ oraz oryginalną pracę na temat wyznaczenia powierzchni odniesienia dla pomiarów geodezyjnych, w której idąc po drodze dociekań teoretycznych przedstawia nowe możliwości, jakie otwierają się przed geodezją jutra. Wreszcie opracowuje, ale pozostawia nieukończoną (w rękopisie) obszerną monografię dotyczącą niwelacji precyzyjnej i triangulacji podstawowej.

Zasługi prof. E. Warchałowskiego na polu naukowym i społecznym nie były niedoceniane. Senat Akademii Górniczo-hutniczej w Krakowie, z którą to uczelnią Zmarły ściśle współpracował, nadał Mu najwyższą godność doktora honoris causa, a Rząd Polskiej Rzeczypospolitej Ludowej nadał szereg zaszczytnych odznaczeń, jak: order Sztandaru Pracy I klasy, order Odrodzenia Polski oraz Złoty Krzyż Zasługi.

Jako nauczyciel i wychowawca, kierując przez przeszło 30 lat najważniejszą Katedrą na Wydziale Geodezji Politechniki Warszawskiej, wychował liczne kadry geodetów polskich. Służąc przykładem pracowitości, rozwagi i bezkompromisowego stosunku do obowiązku, wpoił w nich umiłowanie zawodu oraz cześć dla pracy naukowej.

Prof. E. Warchałowski posiadał niewątpliwie najgłębszą wiedzę i najbogatszy dorobek naukowy w dziedzinie geodezji w Polsce. Swą czterdziestodwuletnią wyteżoną pracą zdobył sobie uznanie, a pozostawiony przez Niego dorobek naukowy zapewnia Mu nieprzemijającą trwałą pozycję w polskiej geodezji.

Błażej Dulian

Zmiany w położeniu osi obrotu lunety w teodolitach astronomicznych oraz sposób ich wyznaczenia

1. Wstęp

W pomiarach astronomiczno-geodezyjnych poważną przeszkodą w otrzymaniu odpowiedniej dla danego instrumentu dokładności stanowi zjawisko, przejawiające się w zmianie położenia osi obrotu lunety w łożyskach przy obrocie lunety. Szczególnie odbija się to na wynikach pomiarów azymutu astronomicznego metodą obserwacji z Polaris oraz poprawki czasu metodą obserwacji przejść gwiazd w południku miejscowym. Jest to jedna z przyczyn poważniejszych, która powoduje, że obserwacje przejść gwiazd w południku za pomocą instrumentu przejściowego nie zawsze dają lepsze wyniki od obserwacji poprawki czasu teodolitem przy zastosowaniu metody Zingera.

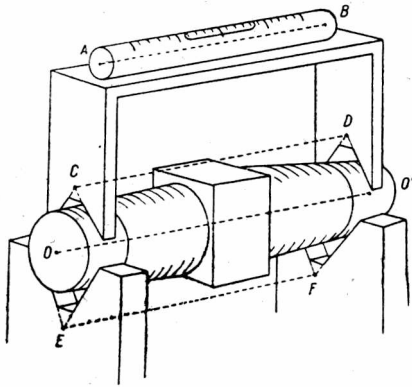
Zjawisko zmiany w położeniu poziomej osi obrotu lunety może nastąpić wskutek następujących przyczyn: 1) nierówności czopów osi, 2) niecylicydrzyczności czopów, 3) częściowego toczenia się czopów w łożyskach zamiast teoretycznego obrotu lunety dookoła swej osi, 4) wypychania czopów z łożysk alhidady wskutek szkodliwego napięcia sił występujących w czasie obrotu lunety dookoła jej osi z różnych przyczyn wynikających z samej konstrukcji danego typu instrumentu.

Skutki zmiany w położeniu osi lunety uzewnętrzniają się w zmianie nachylenia osi obrotu lunety i kolimacji. Stąd wielkość nachylenia osi i kolimacji może być zależna od położenia lunety (prawe czy lewe), wysokości celu obserwowanego (odległości zenitalnej) oraz od sposobu naprowadzenia na cel (ruchem dookoła osi obrotu lunety z dołu do góry czy też z góry na dół). Trzeba podkreślić, że w literaturze geodezyjnej mało się zwraca uwagi na skutki sposobu naprowadzenia na cel, chociaż łatwo je wykryć i przekonać się, że w niektórych przypadkach, szczególnie przy cięższych typach instrumentów, błędy tym spowodowane mogą sięgać kilku sekund łuku.

Błędy spowodowane zmianą w położeniu osi obrotu lunety w łożyskach mają przeważnie charakter błędów systematycznych, nie zawsze

dają się wyeliminować przez zastosowanie odpowiedniej metody obserwacji i nie można ich pominąć, gdyż obniżają one znacznie osiągnięte dokładności.

Zanim przejdziemy do szczegółowego przedstawienia metody pozwalającej na bezpośrednie wyznaczenie zmian w położeniu osi, spowodowanych



Rys. 1

wszystkimi powyżej przytoczonymi przyczynami, rozpatrzmy pokrótce poszczególne przyczyny oraz ważniejsze metody dotychczas stosowane przy badaniu czopów osi.

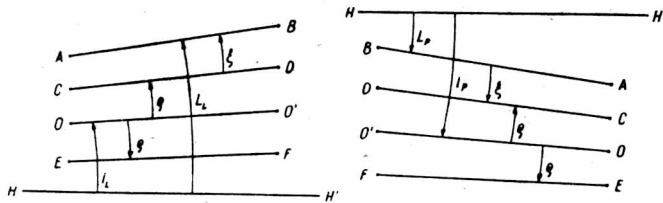
Nierówność czopów. Przez nierówność czopów rozumiemy niejednakową średnicę przekrojów mechanicznych końców osi lunety w miejscu styku łożysk i widełek libeli nasadkowej bądź haków w przypadku libeli wiszącej.

Rozpatrzmy dwa przypadki: jeden, kiedy konstrukcja teodolitu nie pozwala na przekładanie lunety w łożyskach, a drugi z przekładaną osią, jak to ma miejsce w instrumentach przejściowych i niektórych teodolitach astronomicznych.

W pierwszym przypadku wzajemne położenie osi libeli (AB), podstawy libeli (CD), osi obrotu lunety (OO') oraz łożysk (EF) (rys. 1) schematycznie będzie się przedstawiać w sposób podany na rys. 2.

Pierwsze położenie lunety „L”

Drugie położenie lunety „P”
(libela nie jest przełożona)



Rys. 2

Oznaczając przez

HH' — poziom

i_L — nachylenie osi lunety w położeniu „L”,

i_P — nachylenie osi lunety w położeniu „P”,

L_L — odchylenie pęcherzyka libeli od położenia środkowego, w położeniu „L”,

L_P — odchylenie pęcherzyka libeli od położenia środkowego w położeniu „P“,

ϱ — kąt wynikający z nierównej średnicy czopów (nierówność czopów),

ξ — kąt jaki tworzy libela ze swoją podstawą,

będziemy mieli:

$$i_L = L_L - (\varrho + \xi) \quad i_P = L_P + (\varrho + \xi)$$

$$\frac{i_L + i_P}{2} = \frac{L_L + L_P}{2}$$

Widzimy więc, że chociaż nierówność czopów powoduje zmianę w nachyleniu osi lunety po jej przełożeniu, to jednak zmiana ta występuje w tej samej wielkości, lecz z różnym znakiem. Stąd średnie nachylenie osi lunety dla obydwóch położzeń lunety jest równe średniemu nachyleniu osi libeli. Czyli przy pomiarach wykonywanych w dwóch położeniach lunety średnia arytmetyczna wolna jest od wpływu nierówności czopów i wprowadzenie poprawki na nierówność czopów do nachylenia osi lunety, obliczonego z odczytów libeli nasadkowej bądź wiszącej, nie jest konieczne.

Podobny związek zachodzi pomiędzy nachyleniem osi libeli i osi lunety w przypadku przekładania osi lunety w łożyskach przy stosowaniu instrumentu przejściowego lub odpowiednio skonstruowanego teodolitu (rys. 3).

Będziemy mieli

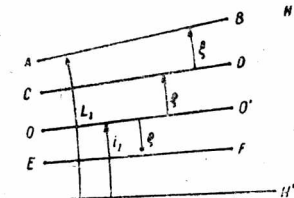
$$i_I = L_I - (\varrho + \xi) \quad i_{II} = L_{II} + (\varrho + \xi)$$

$$\frac{i_I + i_{II}}{2} = \frac{L_I + L_{II}}{2}$$

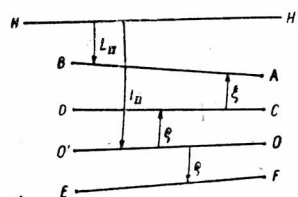
Czyli również i w przypadku stosowania instrumentu przejściowego przy wykonywaniu obserwacji w dwóch położeniach osi lunety przedkładanej w łożyskach średnie nachylenie osi obrotu lunety jest równe średniemu nachyleniu osi libeli.

A więc nierówność czopów nie wpływa na średnią obliczoną z obserwacji w dwóch położeniach lunety bądź w dwóch różnych położeniach osi lunety w łożyskach.

I położenie osi lunety w łożyskach



II położenie osi lunety w łożyskach (libela nie przełożona)



Rys. 3

Niecyldryczność czopów. Niecyldryczność przekrojów czopów w miejscu styku łożysk alhidady i widełek libeli może być spowodowana niedokładną obróbką mechanicznych końców osi lub też zużyciem się czopów po pewnym czasie. Za wyjątkiem obserwacji wykonywanych w zenicie niecyldryczność czopów powoduje błędy systematyczne, nie dające się wyeliminować żadną metodą obserwacji i wymaga wprowadzenia stałych poprawek do wyników azymutu astronomicznego i poprawki czasu, wyznaczanej z przejść gwiazd w południku. To jest jedną z przyczyn, że w przypadku niewprowadzania poprawki za niecyldryczność czopów do obserwacji poprawki czasu, metoda obserwacji przejść gwiazd okołozenitalnych może dawać lepsze wyniki od innych metod obserwacji w południku miejscowym.

Niecyldryczność czopów daje się wyznaczyć kilkoma sposobami. Stosowane dotychczas sposoby można podzielić na trzy grupy¹. Do pierwszej grupy zaliczamy takie, gdzie bada się oddzielnie kształt każdego czopu, na przykład przy pomocy czujnika, poprzecznej libeli², interferometru lub też obserwacji za pomocą mikroskopu ruchu punktu zaznaczonego w pobliżu środka badanego czopu. Do drugiej grupy zaliczyć można stosowanie kolimatora³ lub lustro sztywno zamocowanego z osią lunety. Obserwując przesunięcia osi kolimatora podczas obrotu lunety dookoła swej osi bezpośrednio otrzymujemy wpływ błędów obydwóch czopów na położenie osi obrotu lunety. Do trzeciej grupy zaliczyć można sposoby badania czopów bezpośrednio z obserwacji astronomicznych. Przede wszystkim należy tu wymienić oryginalny sposób Smirnowa⁴, oparty na badaniu zmian błędu kolimacji oddzielnie dla koła „W” i „E”. Jeszcze prostszy sposób opracował M. S. Zwierew, gdzie poprawki spowodowane niedokładnością czopów wyznacza się z obserwacji poprawek czasu z gwiazd o różnych odległościach zenitalnych. Trzeba zaznaczyć, że w tej ostatniej grupie prawie niezwalczoną trudnością jest to, że łącznie z wpływem niedokładności czopów wyznacza się

¹ N. N. Pawłow: „Ob issledowanii capf pierienosnykh passażnykh instrumientow“, „Izw. Gław. Astr. Obserw. w Pułkowie“, t. 18, Nr 146, 1951, s. 82.

² W. U h i n k.: Über die Bestimmung der Zapfenform bei astronomischen Instrumenten und ihren Einfluss auf die Beobachtungsergebnisse, „Zeitschrift für Instrumentenkunde“, 54. 205/220, 1934.

Metodę U h i n k a stosował pruski Instytut Geodezyjny do obliczania poprawek do wyników pomiarów azymutów astronomicznych. Szczegóły można znaleźć w publikacji: Veröffentlichung des Preussischen Geodaetischen Institutes, Neue Folge Nr. 109. Astronomisch-Geodaetische Arbeiten I. Ordnung. Ausgeführt in den Jahren 1923 bis 1937. Potsdam 1938. Poprawki tam stosowane z powodu niecyldryczności czopów są rzędu $\frac{1}{3}$ sekundy łuku.

³ D a n j o n, „Bull. Astron.“ t. XIII. D a n j o n wypowiada krańcowo pesymistyczny sąd o możliwości otrzymania pewnych wyników przy zastosowaniu osiowych kolimatorów.

⁴ M. S m i r n o w, Izwiestija Associacji Nauczno-Issledowatelskogo Instituta pri fiziko-matiematiczeskom fakultietie 1 M. G. U. t. 1, wyp. 1—2, 1929, str. 256—263

równocześnie wpływ systematycznych błędów, takich jak błędy pozycji gwiazd, błędy obserwacji przejść gwiazd zależnie od szybkości itp.

Częściowe toczenie się czopów w łożyskach zamiast wyłącznego obrotu lunety dookoła swej osi. Zjawisko to ma miejsce w mniejszym lub większym stopniu we wszystkich instrumentach. Jeśli dzięki dobremu mechanicznemu zrównoważeniu osi obydwie czopy toczą się w przybliżeniu w jednakowy sposób i styki łożysk są jednakowo oszlifowane, to przy toczeniu osi zajmować będzie położenie wzajemnie równoległe i skutki ujemne częściowego toczenia się osi mogą być bardzo małe. Zjawisko częściowego toczenia się czopów występuje zwykle łącznie ze szkodliwym napięciem sił, o którym będzie mowa i dlatego trudne jest do zbadania oddzielnie.

Wypychanie czopów z łożysk alhidady wskutek szkodliwego napięcia sił występującego w czasie obrotu lunety dookoła swej osi. Powodem powstawania szkodliwych napięć, wypychających czopy z łożysk, może być konstrukcja zacisku, leniwki, układu koła wierzchołkowego zamontowanego na jednym końcu osi lunety itp. Zjawisko to łącznie ze zjawiskiem częściowego toczenia się czopów występuje w mniejszym lub większym stopniu w każdym instrumencie przejściowym i teodolicie i daje się łatwo wykryć. Celem stwierdzenia wielkości tego zjawiska postępujemy w następujący sposób:

Obieramy dobrze widoczny cel leżący niezbyt blisko instrumentu. Po wstępnym nastawieniu lunety na ten cel obracamy ją w dół na 20° do 30° i naprowadzamy krzyż nitek lunety na cel raz podprowadzając lunetę wyłącznie ruchem z dołu do góry, a drugi raz z góry na dół — odczytujemy każdorazowo nitkę ruchomą mikrometru okularowego ustawioną do pomiarów w azymucie bądź koło poziome przy teodolitach z siatką nitek stałych, po naprowadzeniu w azymucie na pionową nitkę stałą przy pomocy leniwki koła poziomego. Przy użyciu leniwki koła wierzchołkowego należy uważać, by ruch był zgodny z grubym ruchem z dołu do góry, czy też z góry na dół. Zmiana ruchu, chociaż najdrobniejsza, jest niedopuszczalna. Różnice odczytów nitki ruchomej mikrometru okularowego bądź koła poziomego przy nastawieniu lunety na cel ruchem z dołu do góry i z góry na dół wyrażają wpływ powyższych dwóch zjawisk.

W literaturze fachowej bardzo mało miejsca poświęca się ujemnym wpływom, jakie wywołuje obrót lunety dookoła swej osi na azymut, chociaż błędy spowodowane powyżej wspomnianymi zjawiskami mogą być dość duże, o czym możemy się przekonać z poniższych przykładów.

Przykład 1. Badanie teodolitu Wild T—4, nr 16957 dokonane w r. 1950 przy użyciu dobrze widocznego celu w odległości około 200 m dało następujące wyniki:

Sposób naprowadzenia na cel	Odczyt nitki ruchomej	Różnica o-w
w	4,3	2,8
o	7,1	
w	4,5	2,6
o	7,1	
w	4,4	2,8
o	7,2	
w	4,1	3,2
o	7,3	
w	4,4	2,9
o	7,3	
Średnia różnica o-w		2,86

Przez „w” rozumiemy ruch lunety dokoła swej osi wkręcający, patrząc na ós lunety od strony okularu mikrometru bezosobowego, a przez „o” ruch odkręcający.

Odczyty nitki ruchomej na bębnieku mikrometru bezosobowego wyrażone są w tym przekładzie w jednostkach 1/100 jednego obrotu śruby, przy czym $1/100 R = 1,54''$.

Przeliczając różnicę o—w na sekundy łuku będziemy mieli: $2,86 \times 1,54'' = 4,4''$.

Stosunkowo duża różnica dla ruchu „w” i „o” w danym przykładzie powstała prawdopodobnie na skutek zbyt silnego spasowania osi układu koła wierzchołkowego, która mieści się w środku jednego z czopów obrotu lunety.

Przykład 2. Teodolit Wild T—4, nr 16957 — r. 1950.

Przy pomiarze azymutu astronomicznego dobrze widocznej miry metodą przejść z Polaris — stosując dla poczetów W/E ruchy dokoła osi lunety tylko wkręcające („w”), a dla poczetów E/W tylko odkręcające („o”) średnie odczyty na cel ziemski z dwóch położen lunety kształtowały się w następujący sposób:

Numer poczetu	Sposób naprowadzenia lunety na cel	Położenie lunety	Odczyt na kole poziomym (średnia z dwóch położen lunety)	Różnica o-w	Średnia różnica
1	w	W/E	180°00' 17,44''	3,77''	3,21''
2	o	E/W	21,21		
3	w	W/E	18,25	2,56	
4	o	E/W	20,81		
5	w	W/E	17,65	3,66	
6	o	E/W	21,31		
7	w	W/E	17,72	3,55	
8	o	E/W	21,27		
9	w	W/E	18,09	2,87	
10	o	E/W	20,96		
11	w	W/E	17,73	2,87	
12	o	E/W	20,60		

Wszystkie poczety zaobserwowane są na tym samym podziale koła poziomego.

Mira w tym przypadku umieszczona była w kierunku północnym i oznaczenie położenia lunety przez W/E jednoznaczne jest z położeniem L/P, a E/W z położeniem P/L.

Przykład 3. Teodolit Wild T—4, nr 16957 r. 1951.

Przy wyznaczaniu poprawki czasu z przejść gwiazd w południku miejscowym wyznaczono azymut instrumentu dla każdej grupy z 6 do 7 gwiazd. Grupy te podzielone zostały na dwie części zależnie od sposobu naprowadzania lunety na odległości zenitalne gwiazd i otrzymano następujące różnice:

Data	Nr grupy	Sposób naprowadzenia lunety na cel w odległości zenitalnej	Azymut instrumentu	Różnica o-w
20. IX. 1951	1	w	-0,031 ^s	-0,160 ^s
"	2	o	-0,191	
"	3	w	-0,045	-0,168
"	4	o	-0,213	
21. IX. 1951	1	w	-0,051	
"	2	o	-0,157	-0,106

A więc i tutaj różnica w azymucie przewyższa dwie sekundy łuku.

Przykład 4. Instrument przejściowy Zeiss typ 100/100 mm, nr 14565.

Dla stwierdzenia niezmienności kolimatora w czasie zrobiono szereg nastawień na kolimator w obydwóch położeniach instrumentu przejściowego, stosując na zmianę naprowadzenie na cel ruchem lunety dokoła swej osi wkręcającym (w) i odkręcającym (o) (patrzac na oś lunety od strony mikrometru bezosobowego) i odczytując bębnek mikrometru okularowego w jednostkach obrotu śruby po nastawieniu nitki ruchomej na kolimator. Wartość jednego obrotu śruby w sekundach łuku wynosi $1 R=82''$. Oto wyniki:

Data	Godz.	Sposób naprowadzenia lunety na kolimator	Położenie mikrometru	Odczyt nitki ruchomej	Srednia	Różnica w-o
5. VIII. 1952	16 ⁰⁰	w	E W	15,875 16,014	15,945	+0,044
		o	E W	15,896 15,906		
	16 ¹⁰	w	E W	15,875 16,016	15,946	+0,041
		o	E W	15,914 15,896		
	16 ¹⁵	w	E W	15,874 16,015	15,945	+0,046
		o	E W	15,898 15,900		
	18 ²⁰	w	E W	15,885 15,994	15,940	+0,050
		o	E W	15,896 15,884		
6. VIII. 1952	11 ⁴⁰	w	E W	15,857 16,035	15,946	+0,036
		o	E W	15,896 15,925		
Srednia różnica						+0,043

Srednia różnica w sekundach łuku: $0,043 \times 82'' = 3,5''$.

Z powyżej przytoczonych przykładów badania zjawiska częściowego toczenia się osi lunety i jej wypychania przez szkodliwe napięcia sił widać, że nie jest obojętne, w jaki sposób naprowadzamy lunetę na cel podczas wykonywania obserwacji azymutu astronomicznego czy też podczas obserwacji poprawki czasu instrumentem przejściowym. A więc, jeśli chcemy rozpocząć badania zmian w położeniu osi obrotu lunety, to musimy się najpierw umówić co do metody obserwacji azymutu astronomicznego, czy też poprawki czasu i osobno wyznaczyć poprawki dla obserwacji z ruchem wkręcającym, a osobno z ruchem odkręcającym przy naprowadzeniu lunety na cel. Trzeba podkreślić, że w dotychczasowych metodach badania osi ten czynnik nie był brany pod uwagę.

2. Sposób bezpośredniego wyznaczenia zmian w położeniu osi obrotu lunety, powstałych wskutek wszystkich przyczyn, wymienionych we wstępie

Wyobraźmy sobie sferę zatoczoną ze środka naszego instrumentu, o promieniu np. 200 m (na wzór sfery niebieskiej w astronomii sferycznej) oraz utrwalony w jakikolwiek sposób ślad przecięcia się tej sfery z płaszczyzną prostopadłą do osi obrotu lunety i przechodzącą przez środek instrumentu (na wzór jednego z wertykałów w astronomii sferycznej). Koło to, które będzie kołem wielkim, nazwijmy „kołem wzorcowym“.

Gdyby oś obrotu lunety nie zmieniała swego położenia podczas obrotu lunety, to przy obserwacji koła wzorcowego we wszystkich dowolnych położeniach lunety, tj. dla każdej odległości zenitalnej i niezależnie od sposobu podprowadzenia lunety, środek krzyża ustawiony dla kolimacji równej zeru pokrywałby się z kołem wzorcowym. Praktycznie dla różnych odległości zenitalnych lunety i dla danego sposobu jej podprowadzenia (z dołu do góry czy też z góry na dół) środek krzyża nitek lunety zajmie różne położenie względem koła wzorcowego. Powodem tego są zmiany zachodzące w nachyleniu osi obrotu lunety i kolimacji, powstałe wskutek wszystkich przyczyn, wymienionych we wstępie.

Jeśli instrument wyposażony jest w mikrometr okularowy z nitką ruchomą bądź w mikrometr bezosobowy, to nastawiając nitkę ruchomą na koło wzorcowe i odczytując każdorazowo bębenek mikrometru okularowego moglibyśmy zmierzyć bezpośrednio odległość kątową krzyża nitek od koła wzorcowego dla danej odległości zenitalnej lunety i dla danego sposobu podprowadzenia jej.

Zmiany w nachyleniu osi obrotu lunety dają się łatwo wyznaczyć z odczytów libeli nasadkowej. Wpływ tych zmian na odchylenie kątowe środka krzyża nitek lunety od koła wzorcowego możemy obliczyć ze znanego wzoru:

$$\Delta M_i = \Delta i \cdot \cos z,$$

gdzie

- ΔM_i — odchylenie kątowe środka krzyża nitek od koła wzorcowego, spowodowane zmianą w nachyleniu osi obrotu lunety,
 Δi — zmiana w nachyleniu osi,
 z — odległość zenitalna lunety.

A więc odczyty nitki ruchomej mikrometru okularowego możemy łatwo zredukować do odczytów wolnych od zmiany nachylenia osi obrotu lunety i w takim przypadku wyrażać one będą bezpośrednio zmianę samej kolimacji instrumentu, co wyraża się wzorem:

$$(M_z - M_{z_0}) = (c_z - c_{z_0}),$$

gdzie

$(M_z - M_{z_0})$ — jest różnicą odczytów nitki ruchomej przy nastawianiu na koło wzorcowe dla odległości zenitalnej z i z_0 ,

$(c_z - c_{z_0})$ — jest różnicą w kolimacji dla odległości zenitalnej lunety z i z_0 .

W braku nitki ruchomej przy okularze moglibyśmy posługiwać się stałym krzyżem nitkowym, a różnice kątowe na wspomnianej sferze wyrażać przy pomocy zmian w azymucie alhidady nastawiając krzyż nitkowy przy pomocy leniwki koła poziomego na koło wzorcowe i odczytując koło poziome.

Przy użyciu tej drugiej metody zmianę w nachyleniu osi obrotu lunety wyeliminowalibyśmy z odczytów koła poziomego za pomocą znanego wzoru:

$$\Delta H_i = \Delta i \cdot \text{ctg } z.$$

Ze wzoru widzimy, że tej ostatniej metody możemy używać tylko do badania osi dla odległości zenitalnych leżących niezbyt blisko zenitu.

Widzimy więc, że stosując jedną z przedstawionych metod badania po zredukowaniu odczytów mikrometru bądź odczytów koła poziomego do jednakowego nachylenia osi obrotu lunety możemy wyznaczyć zmiany w kolimacji instrumentu, jakie występują przy różnych położeniach lunety ze względu na odległość zenitalną i dla danego sposobu podprowadzenia. Czyli dla uwolnienia obserwacji azymutu astronomicznego bądź poprawki czasu obserwowanej metodą przejść gwiazd w południku, od błędów spowodowanych zmianą w położeniu osi lunety — wystarczy wprowadzić tylko poprawkę wynikającą z odpowiedniej zmiany kolimacji, gdyż poprawka za zmianę nachylenia osi normalnie jest stosowana na podstawie odczytów libeli.

Przy pomiarach kątów, ze względu na to, że wszystkie kierunki są mierzone z zasady w dwóch położeniach lunety, przy uwzględnianiu wpływu zmiany w położeniu osi obrotu lunety można się ograniczyć do wprowadzenia odpowiedniej poprawki do średniej arytmetycznej z dwóch położen lunety dla każdego kierunku oddzielnie.

Stąd znalezienie poprawki na zmienność w położeniu osi przy pomiarze kątów — jak to ma miejsce przy wyznaczeniu azymutu astronomicznego z obserwacji Biegunowej — sprowadza się do znalezienia takiej poprawki do obserwowanego na kole wzorcowym kierunku pierwszego (przy azymucie astronomicznym będzie to kierunek na przedmiot ziemski), by zachodziła równość:

$$\frac{H_{z_1} + H_{z_{(360-z_1)}}}{2} + \Delta = \frac{H_{z_2} + H_{z_{(360-z_2)}}}{2},$$

gdzie

- H_{z_1} — odczyt koła poziomego przy nastawieniu na koło wzorcowe w prawym położeniu lunety dla odległości zenitalnej pierwszego kierunku równej z_1 (przez prawe położenie lunety rozumiemy takie, przy którym mikrometr podczas celowania na gwiazdę znajduje się z prawej strony),
- $H_{z_{(360-z_1)}}$ — odczyt koła poziomego przy nastawieniu na koło wzorcowe w lewym położeniu lunety dla odległości zenitalnej z_1 ,
- H_{z_2} — odczyt koła poziomego przy nastawieniu na koło wzorcowe w prawym położeniu lunety dla odległości zenitalnej drugiego kierunku równej z_2 ,
- $H_{z_{(360-z_2)}}$ — odczyt koła poziomego przy nastawieniu na koło wzorcowe w lewym położeniu lunety dla odległości zenitalnej z_2 ,
- Δ — poprawka do średniej arytmetycznej z odczytów koła poziomego przy nastawieniu na kierunek pierwszy (przedmiot ziemski przy pomiarze azymutu astronomicznego), która równocześnie jest poprawką do średniej arytmetycznej wyznaczonego azymutu astronomicznego ze względu na zmianę w położeniu osi.

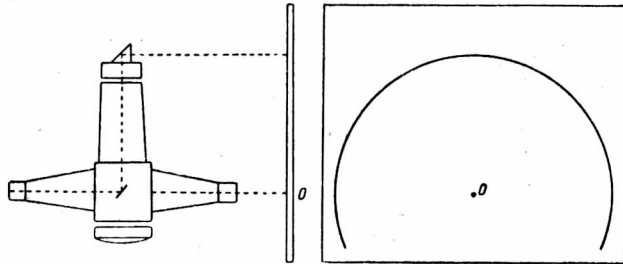
Wynika stąd, że przy założeniu niezmienności tzw. osi średniej, wprowadzonej np. z prawego i lewego położenia lunety dla odległości zenitalnej pierwszego kierunku, średnia arytmetyczna z odczytów koła poziomego w dwóch położeniach lunety jest niezależna od odległości zenitalnej punktu obserwowanego na kole wzorcowym. Zmiany zatem w średniej arytmetycznej drugiego kierunku w stosunku do średniej arytmetycznej pierwszego kierunku wyrażają bezpośrednio wpływ zmiany w położeniu osi obrotu lunety przy pomiarze drugiego kierunku w odniesieniu do położenia, jakie oś zajmowała w czasie pomiaru pierwszego kierunku.

Przy stosowaniu metody odczytywania nitki ruchomej przy okularze zamiast odczytywania koła poziomego, postępowanie byłoby podobne.

Sposób opisany nie nasuwałby żadnej wątpliwości, gdyby nie pewna trudność w wykonaniu potrzebnego koła wzorcowego. Zobaczmy jednak,

że indentyczne wyniki otrzymamy środkami zupełnie prostymi. W tym celu na obiektyw badanego instrumentu nałożmy nasadkę z pryzmatem prostokątnym w ten sposób, żeby załamanie promieni następowało pod kątem prostym w kierunku równoległym do osi obrotu lunety (rys. 4).

W odległości na przykład 200 m od instrumentu, na przedłużeniu osi obrotu lunety i prostopadle do niej, umieścimy powierzchnię płaską z naklejonym papierem. Dookoła punktu przecięcia się przedłużonej osi obrotu lunety z płaszczyzną pa-



Rys. 4

pieru zakresmy koło o promieniu równym odległości środka pryzmatu od środka instrumentu. Łatwo spostrzec, że przy obrocie lunety dookoła swej osi środek krzyża nitki zajmować będzie kątowno takie samo położenie względem nakreślonego koła, jak to miało miejsce przy użyciu koła wzorcowego sfery opisanej na początku. A więc to nowe koło mogłoby nam służyć jako zastępcze koło wzorcowe, a samo badanie zmian w położeniu osi obrotu lunety niczym nie różniłoby się od poprzedniego.

Nie trudno spostrzec, że promień tego zastępczego koła wzorcowego zależy jest od kąta załamania promieni przez pryzmat i od kolimacji środka krzyża nitkowego lunety, gdyż praktycznie nie można tak zrektyfikować krzyża nitki, aby kolimacja równała się dokładnie zeru. Powyżej przyjęliśmy, że pryzmat załamuje dokładnie pod kątem 90° i kolimacja jest równa zeru. Zmieniając ustawienie pryzmatu bądź kolimację, możemy zmieniać dowolnie promień zastępczego koła wzorcowego. Ustawiając pryzmat bądź kolimację w ten sposób, aby załamanie promieni odbywało się nie pod kątem 90° , lecz pod kątem $90^\circ - \alpha$, gdzie

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\text{odległość środka pryzmatu od środka instrumentu}}{\text{odległość instrumentu od miry}}$$

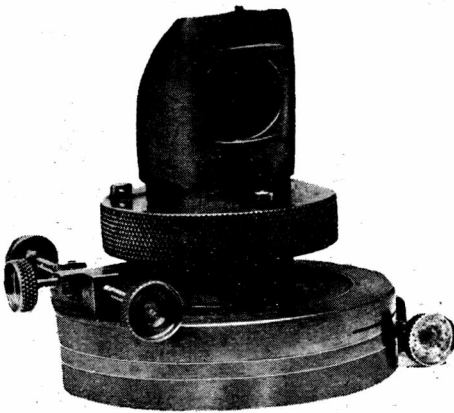
promień zastępczego koła wzorcowego będzie równy zeru i koło zastępcze stanie się punktem wzorcowym. Umieszczając w takim punkcie pewne źródło światła, wystarczy nastawiać na taki punkt świetlny stały krzyż nitki lunety przy pomocy leniwki koła poziomego i odczytywać koło poziome dla różnych odległości zenitalnych, przy metodzie pierwszej bądź nitkę ruchomą mikrometru okularowego, przy metodzie drugiej — aby znaleźć wpływ zmiany w położeniu osi obrotu lunety na obserwacje. Dla instrumentów zaopatrzonych w nitkę ruchomą sprowadzenie zastępc-

czego koła wzorcowego do punktu robimy przy przyzmacie ustawionym na 90° i nitce ruchomej w położeniu takim, by kolimacja była równa kątowi α .

Szczegóły odnoszące się do sposobu wykonania badania jak i samych redukcji omówione będą w przykładzie praktycznym.

Przykład praktyczny wyznaczenia poprawek do średniej arytmetycznej z obserwacji azymutu astronomicznego ze względu na zmianę położenia osi obrotu lunety

Opisana powyżej metoda zastosowana została do zbadania zmian w położeniach osi obrotu lunety w 3 teodolitach astronomicznych Wild T—4.



Rys. 5

Przy badaniu danego teodolitu umieszczony on został na mocnym starym słupie murowanym, umieszczonym w pawilonie astronomicznym. W odległości około 114 m na słupie murowanym i izolowanym od wpływów zewnętrznych przez całkowitą osłonę z desek umieszczony został „wzorcowy punkt świetlny“. Punkt świetlny wykonany został przy użyciu żarówki 6 V, 0,3 A, przysłoniętej ekranem blaszanym z otworem 0,5 mm.

Nasadka pryzmatyczna na teodolit, przedstawiona na rysunku, została wykonana w pracowni mechanicznej Geodezyjnego Instytutu Naukowo-Badawczego według projektu inż. J. Kuśmierczyka. Nasadka zaopatrzona była w odpowiednie urządzenia, pozwalające na dokładną rektyfikację pryzmatu, a sama konstrukcja

zapewniała niezmiennosć w jego położeniu w czasie pomiarów. Jedyną wadą nasadki był jej ciężar, gdyż wykonana ona została z mosiądzu. Należałoby wykonać ją z lekkiego metalu.

Opis czynności przy rektyfikacji pryzmatu i przygotowania teodolitu do badania osi

1. Ustawienie teodolitu na słupie w ten sposób, że jedna nóżka (śruba elewacyjna) jest skierowana na wzorcowy punkt świetlny.
2. Regulacja długości pęcherzyka libeli wiszącej.
3. Dokładne poziomowanie teodolitu.
4. Rektyfikacja libeli wiszącej.
5. Rektyfikacja prostopadłości osi poziomej i pionowej teodolitu.
6. Przybliżona rektyfikacja miejsca zenitu na kole wierzchołowym.
7. Nastawienie lunety na ostrość wzorcowego punktu świetlnego. (Po nałożeniu pryzmatu zajdzie potrzeba poprawienia ostrości).
8. Sprawdzenie czy wzorcowy punkt świetlny leży na tym samym poziomie co przedłużona oś obrotu lunety. (Przy nacelowaniu lunetą na światło odległość zenitalna powinna równać się 90°).
9. Odczytanie na kole poziomym przy nastawieniu środka krzyża nitkowego lunety na wzorcowy punkt świetlny: $0^\circ 00' 30''$.

10. Obliczenie kąta α . W danym przypadku odległość środka pryzmatu od środka teodolitu wynosiła 0,285 m, a odległość instrumentu od wzorcowego punktu świetlnego 113,7 m, czyli

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{0,285}{113,7} = 0,00251 \quad \text{i} \quad \alpha = 8'37''.$$

11. Nastawienie alhidady na odczyt koła poziomego: $270^{\circ}00'30'' - 8'37''$ lub $89^{\circ}51'23''$.

12. Nałożenie nasadki pryzmatycznej na obiektyw teodolitu.

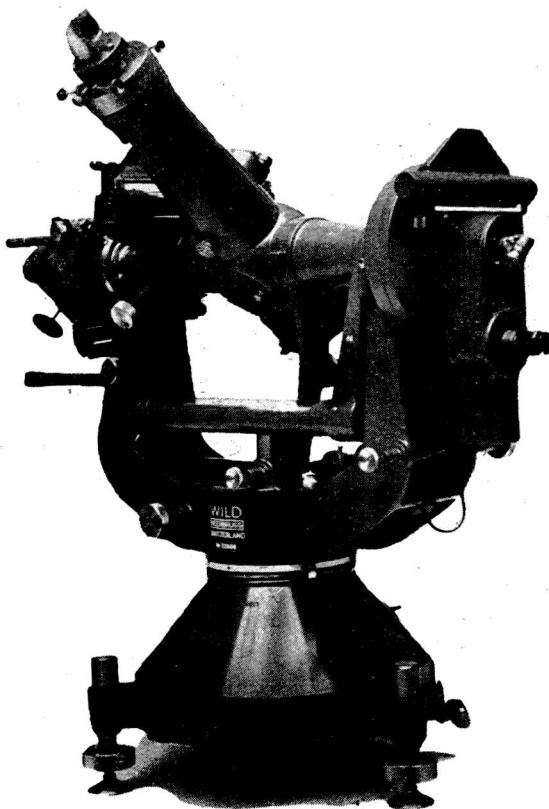
13. Ustawienie lunety poziomo (wtedy odczyt na kole wierzchołowym wynosi $360^{\circ} - z = 270^{\circ}$) i zrektfikowanie pryzmatu w ten sposób, by wzorcowy punkt świetlny pokrywał się ze środkiem krzyża nitkowego.

14. Ustawienie alhidady na odczyt koła poziomego $270^{\circ}00'30''$ a nitki ruchomej przy mikrometrze okularowym na wzorcowy punkt świetlny. Przy takim położeniu nitki ruchomej będzie ona znajdować się w odległości α od środka stałego krzyża nitkowego.

15. Ostateczna rektyfikacja pryzmatu i ustalenie teodolitu. Polega to na takim ustawieniu pryzmatu, nitki ruchomej i nachylenia osi obrotu lunety (tej ostatniej przy pomocy śruby elewacyjnej teodolitu), aby przy obrocie lunety dookoła osi wzorcowy punkt świetlny stale znajdował się możliwie jak najbliżej nitki ruchomej i na jednakowej wysokości. Oczywiście po wykonaniu poprzednich rektyfikacji chodzić tu będzie o bardzo drobne poprawki. Jednakową wysokość na nitkę ruchomej osiąga się w ten sposób, że połowę różnicy w wysokościach obserwowanych w odległościach zenitalnych $z = 270^{\circ}$ i $z = 0^{\circ}$ usuwamy dodatkową rektyfikacją pryzmatu a połowę przy pomocy śruby elewacyjnej teodolitu nieznacznie zmieniając nachylenie osi obrotu lunety. W przypadku potrzeby większej zmiany w nachyleniu osi należy raczej zmienić odpowiednio położenie wzorcowego punktu świetlnego.

Możliwie jak najmniejsze odchylenie nitki ruchomej od wzorcowego punktu świetlnego w czasie obrotu lunety dookoła swej osi osiąga się w ten sposób, że nitkę ruchomą ustawiamy na średni jej odczyt na światło z nastawienia w położeniu lunety

Teodolit z nasadką
w położeniu lunety „ $z = 37^{\circ}$ ”



Rys. 6

dla $z=270^\circ$ i dla $z=90^\circ$, a następnie przy pomocy leniwki koła poziomego doprowadzamy ją do pokrycia się z punktem świetlnym w położeniu lunety dla $z=270^\circ$ lub też dla $z=90^\circ$.

*Opis przebiegu badania osi metodą odczytów nitki ruchomej
mikrometru okularowego*

Samo badanie — jak zobaczymy — przedstawia się dość prosto. Pamiętać tylko należy, że bada się oddzielnie zmiany w położeniu osi obrotu lunety przy ruchu wkręcającym „w“ a osobno przy ruchu odkręcającym „o“. W danym przypadku przez ruch „w“ rozumiemy kierunek ruchu osi, jaki przedstawia się nam gdy patrzymy na oś od strony okularu (mikrometru) lunety, a przez ruch „o“ ruch odwrotny. Również nie należy „przejeżdżać“ przy nastawieniu lunety na daną odległość zenitalną i w ten sposób zmieniać kierunek ruchu danej serii. Lepsze wyniki otrzymujemy z krótkich serii, to znaczy badamy osobno każde dwie odległości zenitalne, średnie dla danego azymutu astronomicznego, chociaż teoretycznie moglibyśmy badać większą ilość odległości zenitalnych odpowiadających azymutom wykonanym w różnych szerokościach geograficznych. W danym przykładzie odległość zenitalna przedmiotu ziemskiego z_1 wynosi 90° , a średnia odległość zenitalna Polaris z_2 wynosi 37° . Badanie należy przeprowadzać w różnych temperaturach, zbliżonych do temperatur spotykanych w czasie obserwacji azymutu astronomicznego. Czopy osi, łożyska i zawieszenie libeli należy każdorazowo przed rozpoczęciem badania przemyć benzyną i świeżo nasmarować. To samo należy robić codziennie przy obserwacji samego azymutu. Ilość serii nie powinna być mniejsza od 100.

Badanie zaczynamy od ruchu lunety „w“. Kolejność czynności przy badaniu jest następująca:

1. Ażeby pierwsze nastawienie lunety na odległość zenitalną $z=270^\circ$ odbywało się ruchem „w“, przekreślamy lunetę w dół na przykład na odczyt koła wierzchołkowego około 240° .

2. Obrotem „w“ tak przy ruchu grubym, jak również przy użyciu leniwki koła wierzchołkowego doprowadzamy lunetę na odczyt $z=270^\circ$. Użycie zacisku i leniwki nie mają na celu dokładne nastawienie na odpowiednią odległość zenitalną, gdyż drobne różnice nie mają znaczenia, lecz jedynie stworzenie w badaniu warunków najbardziej zbliżonych do tych, w jakich odbywa się pomiar azymutu astronomicznego.

3. Nitkę ruchomą mikrometru okularowego nastawiamy starannie na wzorcowy punkt świetlny i robimy odczyt na bębnieku: $M'_{270}=6^R 816$, przy czym ostatni ruch śruby mikrometru okularowego powinien być zawsze ruchem powodującym wzrastanie odczytów na bębnieku.

4. Odczyt libeli nie jest konieczny.

5. Zwalniamy zacisk lunety i ruchem „w“ nastawiamy lunetę na $z=323^\circ$.

6. Nitkę ruchomą nastawiamy na punkt świetlny i robimy odczyt na bębnieku:
 $M'_{323}=6^R 830$.

7. Czytamy libelę wiszącą:

koniec pęcherzyka od strony wzorcowego punktu świetlnego: 71,8

„ „ „ „ okularu lunety: 35,7.

8. Zwalniamy zacisk lunety i ruchem „w“ nastawiamy lunetę na $z=37^\circ$.

9. Nitkę ruchomą nastawiamy na światło i odczytujemy bębniek: $M'_{37}=6^R 795$.

10. Odczytujemy końce pęcherzyka libeli: 72,5 i 36,4.

11. Ruchem „w“ nastawiamy lunetę na $z=90^\circ$.

12. Nitkę ruchomą nastawiamy na światło i odczytujemy bębenek: $M'_{90} = 6,773$. W ten sposób jedna seria obserwacji dla ruchu „w” jest zakończona. Zaczynamy więc pierwszą serię dla ruchu „o”.

13. Obracamy lunetę w dalszym ciągu ruchem „w” np. do $z=120^{\circ}$.

14. Ruchem „o” nastawiamy lunetę z powrotem na odczyt $z=90^{\circ}$.

15. Nitkę ruchomą nastawiamy na wzorcowy punkt świetlny i odczytujemy bębenek: $M'_{90} = 6,774$.

16. Ruchem lunety „o” nastawiamy lunetę na $z=37^{\circ}$.

17. Nitkę ruchomą nastawiamy na światło i odczytujemy bębenek: $M'_{37} = 6,799$.

18. Czytamy libelę: 71,7 i 36,9.

19. Ruchem „o” nastawiamy lunetę na $z=323^{\circ}$.

20. Nitkę ruchomą nastawiamy na światło i czytamy bębenek: $M'_{323} = 6,829$.

21. Czytamy libelę wiszącą: 71,8 i 37,0.

22. Ruchem „o” nastawiamy lunetę na $z=270^{\circ}$.

23. Nitkę ruchomą nastawiamy na światło i robimy odczyt na bębenu: $M'_{270} = 6,809$.

W ten sposób obydwie pierwsze serie dla ruchu „w” i „o” metodą odczytywania nitki ruchomej na wzorcowy punkt świetlny są zakończone.

Opis przebiegu redukcji badania osi

Zmiany w położeniu osi obrotu lunety wyznaczmy w stosunku do średniego jej położenia, określonego przez średnią arytmetyczną z odczytów nitki ruchomej przy nastawieniu na wzorcowy punkt świetlny w dwóch położeniach lunety, przy odległości zenitalnej równej 90° (tj. przy odczytach na kole wierzchołkowym 270° i 90°) Możemy również przyjąć, że tak określona „śr. średnia” jest pozioma.

$$M'_{sr.} = \frac{M'_{270} + M'_{90}}{2}$$

Łatwo spostrzec, że poprawka szukana do średniej obserwowanego azymutu astronomicznego w dwóch położeniach lunety będzie proporcjonalna do różnicy odczytów nitki ruchomej

$$M'_{37} - M'_{323}$$

zredukowanych do średniej osi i poprawionych ze względu na różnice w nachyleniu jej w czasie odczytywania nitki ruchomej w położeniach lunety $z=37^{\circ}$ i $z=323^{\circ}$. Niewielkie odchylenia osi od położenia poziomego nie mają znaczenia, dlatego nie czytamy libeli dla poziomego położenia lunety, tj. dla $z=90^{\circ}$ i $z=270^{\circ}$, gdyż zmieniają one w jednakowy sposób odczyty M'_{37} i M'_{323} , a jak zaznaczyliśmy posługiwać się będziemy różnicami tych odczytów. W przypadku zmian zachodzących w położeniu alhidady na skutek szkodliwych sił powstających przy obrocie lunety dookoła osi należy również odczytywać koło poziome (same sekundy) i zredukować wszystkie odczyty nitki ruchomej do jednego i tego samego odczytu koła poziomego.

Wzory do redukcji odczytów nitki ruchomej do „średniej osi” odczytać możemy z poniższego rysunku.

Rysunek 7 przedstawia wzorcowy punkt świetlny (S) oraz średnią oś (O) na tle krzyża nitek, kolejno w czterech położeniach lunety, tj. dla $z=270^{\circ}$, $z=323^{\circ}$, $z=37^{\circ}$ i dla $z=90^{\circ}$, tak jak to widzimy w lunecie teodolitu T—4 podczas obserwacji wzorcowego punktu w tych położeniach.

Jak wiemy, zmiana w położeniu nitki ruchomej w mikrometrze okularowym jest równoznaczna ze zmianą kolimacji, czyli istnieje następujący związek pomiędzy różnicą odczytów nitki ruchomej ΔM i różnicą odczytów na kole poziomym ΔH .

$$\Delta H = \Delta M \operatorname{cosec} z.$$

Podstawiając to do powszechnie znanego wzoru na nachylenie

$$\Delta H = \Delta i \operatorname{ctg} z$$

otrzymamy wzór na redukcję odczytów nitki ruchomej ze względu na różnicę w nachyleniu osi obrotu lunety:

$$\Delta M_i = \Delta i \cos z,$$

gdzie

ΔM_i — poprawka do odczytu mikrometru za zmianę w nachyleniu,

Δi — różnica w nachyleniu,

z — odległość zenitalna lunety.

Poprawkę do odczytów nitki ruchomej ze względu na różnice w odczytach koła poziomego ΔH spowodowaną zmianą w położeniu alhidady obliczymy ze wzoru

$$\Delta M_H = \Delta H \sin z.$$

W podobny sposób można by uwzględnić zmiany wykryte przy pomocy lunety kontrolnej.

Różnica ($m_{37} - m_{323}$) wyraża zmianę w kolimacji przy celowaniu na Polaris w dwóch położeniach lunety, spowodowaną zmianą położenia osi obrotu lunety względem przyjętej osi średniej. Poprawkę więc do średniej arytmetycznej azymutu astronomicznego, mierzonego w dwóch położeniach lunety obliczymy z następującego wzoru:

$$\Delta = \frac{m_{37} - m_{323}}{2} \cdot \frac{1}{2} \frac{R''}{100} \operatorname{cosec} z,$$

gdzie

Δ — poprawka do azymutu astronomicznego,

$R''/100$ — wartość jednej działki bębena mikrometru w sekundach łuku (1/100 obrotu śruby),

z — średnia odległość zenitalna Polaris.

Przykład liczbowy badania osi metodą odczytywania nitki ruchomej mikrometru okularowego

Teodolit; Wild T—4 nr 16969.

Badane odległości zenitalne: $z_1 = 90^\circ$, $z_2 = 37^\circ$.

Wartość 1/100 jednego obrotu śruby mikrometru okularowego:

$$R/100 = 1,534''; \quad 1'' = 0,654 = \frac{1}{R/100}.$$

Wartość jednej podziałki (parsa) libeli wiszącej:

w jednostkach sekund łuku

$$1^p = 1,942'' = \tau''$$

w jednostkach mikrometru okularowego $1^p = 1,266 \frac{R/100}{\tau} = \frac{R}{100}$

$\sin 37^\circ = 0,6018$; $\cos 37^\circ = 0,7986$; $\operatorname{cosec} 37^\circ = 1,6616$; $\operatorname{ctg} 37^\circ = 1,3270$.

Poprawkę do odczytów nitki ruchomej ze względu na zmianę w nachyleniu osi obliczać będziemy ze wzoru $\Delta M_i = \Delta i \cdot \tau R/100 \cdot \cos z$.

W danym wypadku dla $z=37^\circ$ będziemy mieli:

$$\Delta M_i = 1,011 \Delta i^P,$$

gdzie różnica w nachyleniu Δi^P jest wyrażona w podziałkach libeli.

Znak Δi^P a tym samym i znak ΔM_i jest dodatni, jeśli oś obrotu lunety od strony wzorcowego punktu świetlnego jest podniesiona do góry w stosunku do przyjętego położenia osi, niezależnie od położenia lunety: lewego czy prawego. W danym przypadku przy położeniu libeli, dla którego zero jej ciągłego podziału leży po stronie okularu — jak to ma miejsce w przykładzie — większa wartość na położenie środka pęcherzyka wyraża poprawkę ze znakiem dodatnim.

Poprawkę do odczytu nitki ruchomej ze względu na ewentualne różnice w odczytach koła poziomego na skutek zmian w położeniu alhidady, wywołanych szkodliwym napięciem podczas ruchu lunety dookoła swej osi obliczać będziemy ze wzoru $\Delta M_H = \Delta H'' \frac{1}{R/100} \sin z$. Dla danego teodolitu i dla $z=37^\circ$ będziemy mieli

$$\Delta M_H = 0,392 \Delta H''.$$

Odnośnie do znaku tej poprawki, to dla danego mikrometru w położeniu L (czyli dla $z=270$ i $z=323^\circ$) ze wzrostem odczytów na kole poziomym rosną również odczyty na mikrometrze okularowym, natomiast przy kole P odczyty mikrometru maleją. Czyli obierając najmniejszy odczyt jako wyjściowy (wówczas wszystkie ΔH odniesione do niego będą dodatnie) przy lewym położeniu lunety, tj. dla $z=270^\circ$ i $z=323^\circ$ znak poprawki do nitki ruchomej będzie ujemny, a dla prawego położenia lunety — dodatni.

Numer kolejny Rodzaj obrotu luneta	z	Libela wisząca				Koło poziome		Mikrometr					Po- pra- wka do azy- mutu $\Delta L/P$ $\Delta P/L$
		Odczyt końca pę- cherzyka od strony		Środek pęcherzyka Δi^P	Po- pra- wka do od- czytu mikro- metru $\Delta M_i =$ $= 0,01 \Delta i^P$	Odczyt	Po- pra- wka do czytu mikro- metru $\Delta M_H =$ $= 0,29 \Delta H$	Od- czyt M	$M =$ $M' + \Delta M_i +$ $+ \Delta M_H$	Redukcje do średniej osi $\Delta M =$ $\frac{M_{270} - M_{323}}{2} \sin z$	$m =$ $M + \Delta M$	$m_{270} - m_{323}$	
		punktu wzorc.	okularu										
1	W	270				29,5	-0,63	6 81,6	80,97	-1,80			
	323	71,8	35,7	53,75	0,00	28,0	-0,04	83,0	82,96	-1,08	81,88	-0,59	-0,75
	37	72,5	36,4	54,45	+0,71	27,9	0,00	79,5	80,21	+1,08	81,29		
	90			+0,70		28,1	+0,08	77,3	77,38	+1,80			
0		90				27,8	0,00	77,4	77,40	+1,63			
	37	71,7	36,9	54,30	0,00	28,3	+0,20	79,9	80,10	+0,98	81,08	-0,67	-0,85
	323	71,8	37,0	54,40	+0,10	28,5	-0,27	82,9	82,73	-0,98	81,75		
	270			+0,10		28,4	-0,24	80,9	80,66	-1,63			

Przykład liczbowy badania osi teodolitu metodą odczytywania koła poziomego

W przypadku użycia leniwki koła poziomego do nastawienia stałego krzyża nitkowego lunety na wzorcowy punkt świetlny i odczytywania koła poziomego, sposób obserwacji, redukcji i obliczenia zmian w położeniu osi obrotu lunety będzie następujący:

Numer kolejny	Rodzaj obrotu lunety	Libela wisząca				Koło poziome			Średnie dla jednakowych odległości zenitalnych	$\Delta L/P$ $\Delta P/L$	
		Odczyt końca pęcherzyka od strony		Środek pęcherzyka $\Delta i^P = Z_{37} - Z_{323}$	Poprawka do odczytów koła poziomego $\Delta H^i = 2,58 \Delta i^P$	Odczyt H'	Poprawka do odczytów mikrometru koła poziomego ΔH_M	$H = H' + \Delta H_i + \Delta H_M$			
		punktu wzorc.	okularu								
1	W	270				0°00'29,4"	-0,25"	29,15'	26,98"	-0,66"	
		323	71,8	35,7	53,75	0,80	35,2	+0,15	35,35		
		37	72,5	36,4	54,45	+1,80"	15,6	-0,11	17,29		
		90			+0,70		25,1	+0,30	24,80		
	O	90					26,9	-0,30	26,60		30,38
		37	71,7	36,9	54,30	0,00	21,2	+0,03	21,23		29,66
		323	71,8	37,0	54,40	-0,26"	38,3	+0,05	38,09		-0,72"
		270			-0,10		34,0	+0,15	34,15		

Tutaj poprawkę do odczytu koła poziomego ze względu na różnicę nachylenia obliczamy z przytoczonego powyżej wzoru $\Delta H_i = \Delta i^P \cdot \tau'' \cdot \text{ctg } z$. Dla danego instrumentu i dla $z=37^\circ$ będziemy mieli:

$$\Delta H_i = 2,577 \cdot \Delta i^P.$$

Przy położeniu libeli, dla którego zero jej podziału leży po stronie okularu — jak to ma miejsce w przytoczonym przykładzie — większa wartość na położenie środka pęcherzyka wyraża względne podniesienie się osi obrotu lunety po stronie wzorcowego punktu świetlnego, a zatem w takim przypadku poprawka do odczytów koła poziomego w położeniu lunety L (tj. dla $z=270^\circ$ i dla $z=323^\circ$) będzie występowała ze znakiem ujemnym, a w położeniu lunety P , (tj. dla $z=90^\circ$ i dla $z=37^\circ$) ze znakiem dodatnim. Czyli wprowadzając zawsze poprawkę dla położenia lunety, przy którym odczyt środka pęcherzyka jest liczbowo większy, znak poprawki dostaniemy z różnicy środków pęcherzyka przy położeniu lunety prawym i lewym ($Z_{37} - Z_{323}$).

Poprawka ΔH_M jest poprawką do odczytów mikrometru koła poziomego, wyznaczoną na podstawie oddzielnego badania runu i podziału tego mikrometru, które jest ogólnie znane.

W wyniku badania osi obrotu lunety trzech teodolitów astronomicznych Wild T—4 metodą odczytów nitki ruchomej mikrometru okularowego otrzymano następujące wartości na poprawki do azymutu astronomicznego ze względu na zmiany zachodzące w położeniu osi obrotu lunety podczas obserwacji gwiazdy α Ursae Minoris, na średniej odległości zenitalnej $z_1=37^\circ$ względem „średniej osi“ dla odległości zenitalnej miry ($z_2=90^\circ$).

Nr teodolitu	Poprawka do azymutu, wyznaczona z 24 serii dla obrotu lunety dookoła swej osi		
	Ruchem „w“	Ruchem „o“	Średnia $\frac{W+O}{2}$
16969	-0,74"	-0,62"	-0,68"
16956	0,00	-0,78	-0,39
16957	+0,26	-0,22	+0,02

Dla sprawdzenia dokładności powyższych wyników badania osi, został pomierzony azymut astronomiczny jednego i tego samego kierunku wszystkimi trzema teodolitami. Każdym instrumentem wykonano pomiar w 12 poczetach w dwóch położeniach lunety, przy czym dla poczetów L/P stosowano ruch „w”, a dla poczetów P/L ruch „o”. Średnia odległość zenitalna gwiazdy Biegunowej podczas obserwacji wynosiła około 37°. Warunki obserwacji nie były najlepsze ze względu na jesienną porę i temperaturą bliską 0°C. Punkt świetlny był umieszczony w odległości około 6 km.

Otrzymano następujące wyniki na azymut zredukowany osobno dla każdego teodolitu ze względu na zmiany w położeniu osi obrotu lunety podczas obserwacji azymutu, spowodowane niecyldrycznością czopów, częściowym toceniem się ich oraz działaniem szkodliwych napięć w czasie obrotu lunety dookoła swej osi przy nastawieniu na cele leżące na różnych odległościach zenitalnych. Trzeba zaznaczyć, że przez stosowanie odpowiedniego naprowadzenia na cel błędy występujące z powodu szkodliwego działania pewnych sił są znacznie zredukowane już przed wprowadzeniem poprawki na oś.

Numer teodolitu	16969	16956	16957
Średni azymut obserwowany i średni błąd jego	2°20'41,37" ± 0,23"	40,69" ± 0,44"	40,71" ± 0,20"
Poprawka za zmianę w położeniu osi obrotu lunety	-0,68	-0,39	+0,02
Azymut poprawiony	40,69	40,30	40,73

Biorąc pod uwagę wewnętrzną dokładność pomierzonego azymutu danym teodolitem, przykład ten potwierdza możliwość otrzymania zadowalających wyników przy stosowaniu przedstawionej tutaj metody badania osi obrotu lunety w celu zwiększenia dokładności otrzymywanych przy pomiarach azymutów astronomicznych.

Przykład powyższy wskazuje również na konieczność badania każdego teodolitu i stosowania odpowiednich poprawek, jeśli nie chcemy się narażać na wprowadzenie do wyników błędów przewyższających czasem dozwolone granice.

Również można by zalecić poddanie takiemu badaniu osi teodolitów używanych do pomiarów kątowych w triangulacji, celem upewnienia się co do wzajemnego stosunku błędów osi i zakreślonych granic dokładności. Szczególnie odnosi się to do teodolitów używanych w terenach górskich.

Przy badaniu osi instrumentów przejściowych, ze względu na obserwacje gwiazd w dwóch położeniach osi obrotu lunety w łożyskach, możemy oprzeć badania nasze na dwóch położeniach przyzmatu bądź na dwóch punktach wzorcowych, leżących na przedłużeniu osi, po obydwóch jej stronach, w jednakowych od instrumentu odległościach w celu zachowania wystarczającej ostrości punktów świetlnych. W ten sposób przy

ustawianiu instrumentu w południku jeden punkt wzorcowy będzie w kierunku wschodnim, a drugi w kierunku zachodnim od niego.

Dla umożliwienia porównania ze sobą poszczególnych wyników badania osi obrotu lunety w dwóch jej położeniach w łożyskach należy również odczytywać nitkę ruchomą dla położenia lunety przy $z=0^0$ i redukować pomiary w I i II położeniu do jednego i tego samego odczytu libeli wiszącej (przy pomocy wzoru powyżej podanego $\Delta M_i = \Delta i^p \cdot \tau^{R/100} \cdot \cos z$) oraz ze względu na wysokość wzorcowego punktu świetlnego w odniesieniu do osi średniej posługując się wzorem

$$\Delta M_h = \left(\frac{M_{270} + M_{90}}{2} - M_0 \right) \cdot \cos z,$$

gdzie M_0 jest to odczyt nitki ruchomej przy nastawieniu lunety na $z=0^0$.

Oto przykład takiej redukcji:

Rodzaj obrotu lunety	Polożenie w łożyskach z		Libela				Mikrometr okularowy					$m_{270} - m_{330}$
			Odczyt pęcherzyka od strony		Srodek pęcherzyka	$\Delta M_i = 1,01 \Delta i^p$	Odczyt M'	$M = M' + \Delta M_i$	Redukcje na wys. punktu wzorc. ΔM_h	Redukcje do średniej osi ΔM	$m = M + \Delta M_h + \Delta M$	
			punktu wzorc.	okularu								
I	270						5 56,5	56,50	0,00	+1,45	57,95	-0,34
	330	40,9	15,5	28,20	0,00	59,3	59,30	-1,60	+0,72	58,42		
	0	41,0	15,6	28,30	+0,10	59,7	59,80	-1,85	0,00	57,95		
	30	41,2	15,8	28,50	+0,30	60,1	60,40	-1,60	-0,72	58,08		
	90					59,4	59,40	0,00	-1,45	57,95		
W	270					5 58,8	58,80	0,00	+1,60	60,40	-0,41	
	330	41,6	16,1	28,85	+0,66	61,4	62,06	-1,96	+0,80	60,90		
	0	41,8	16,3	29,05	+0,86	61,8	62,66	-2,26	0,00	60,40		
	30	41,4	15,9	28,65	+0,45	62,8	63,25	-1,96	-0,80	60,49		
	90					62,0	62,00	0,00	-1,60	60,40		

РЕЗЮМЕ

При точных астрономических измерениях, изменения в положении оси вращения трубы астрономических теодолитов и пассажных инструментов, возникшие при вращении трубы вокруг своей оси в результате главнейших причин как нап. неравенства цапф, нецилиндричности цапф, частичного точения цапф, вместо теоретичес-

кого вращения трубы вокруг оси а также выталкивания цапф из втулки алидады из за вредного действия напряжения сил, не могут быть обойденными, так как ошибки ими вызванные имеют систематический характер и величина их может достигать одной секунды дуги.

По этому забота о том, что бы найти способ определения этих изменений и ввести соответствующие поправки в результаты астрономических измерений, нашла свое выражение в ряде астрономических и геодезических работ.

Применяемые до сих пор способы исследования оси вращения трубы в общем сложны, мало доступны и не всегда принимают во внимание один важный фактор а именно следствие действия вредного напряжения сил, возникающих при вращении трубы вокруг своей оси.

Существование этих явлений доказано автором статьи на ряде примеров.

В этой статье автор приводит новый, непосредственный и легко доступный способ определения влияния изменений в положении оси вращения трубы на астрономические измерения, со специальным учетом случая применения астрономического теодолита для измерения астрономического азимута методом наблюдения прохождений звезды вблизи Полярной.

Новый способ заключается в применении призматической насадки с прямоугольной призмой и наблюдения т. наз. пункт-образца на расстоянии около 200 м. от теодолита. Способ этот учитывает тоже все важнейшие причины, вызывающие изменения в положении оси а следовательно и вредное напряжение сил.

При этом случае автор подчеркивает необходимость применения соответствующих методов, при использовании инструментов, наблюдения которыми выполняются на разных зенитных расстояниях. Это касается как пассажных инструментов, так и всего рода теодолитов, используемых для астрономических наблюдений и геодезических работ в гористой местности.

Этот способ детально отработан с приведением примера из практики и результатов исследования, произведенного автором для трех астрономических теодолитов Вильд Т — 4, с помощью которых измерен астрономический азимут методом *a Polaris* одного и того же направления.

Результаты приведенные автором, несмотря на то, что исследования были произведены в невыгодных условиях, а именно осенью, при температуре иногда ниже нуля — подтверждают пригодность нового метода для исследования изменений оси вращения трубы.

Данный способ может быть применен при исследовании оси пассажных инструментов посредством двух пункт-образцов: одного с западной и другого с восточной стороны инструмента или же исследованием инструмента при двух положениях призмы, поворачивающейся на 180° вокруг оптической оси трубы.

Исследование геодезических теодолитов с неломанной трубой можно производить на двух линиях, определенных отвесами, размещенными из двух сторон инструмента как это имеет место при пассажных инструментах. В таком случае отвесы могут быть сделаны из стальных проволок с укрепленными на них большими грузами, погруженными в сосуды наполненные маслом; отвесы прикрепляются к столбам соответственно защищенным от внешних влияний.

Исследование геодезических теодолитов имело бы особое значение при наблюдении углов в гористой местности, где направления наблюдаются на разных зенитных расстояниях.

RÉSUMÉ

Pendant le mesurage astronomique de précision interviennent les changements dans la position de l'axe de rotation de lunette dans les théodolites astronomiques et les instruments de passage. Ces changements se forment pendant la rotation de la lunette autour de son axe et qui résultent par suite de causes importantes telles que:

- inégalités des pivots
- surface des pivots non cylindrique
- roulement partiel des pivots dans leurs palliers, au lieu d'une rotation théorique de la lunette autour de son axe ainsi que les poussées des pivots hors des palliers d'alhidade à cause d'une tension nuisible des forces

On ne peut pas passer ces erreurs sous silence, car elles ont un caractère systématique et leur grandeur peut être du rang d'une seconde d'arc. C'est pourquoi on s'efforce à trouver un moyen de calculer ces changements et d'introduire des corrections respectives aux résultats des mesurages astronomiques. Cela s'est manifesté dans de nombreuses études astronomiques et géodésiques.

Les méthodes d'examen de l'axe de rotation de la lunette, qui ont été jusqu'à présent appliquées, sont assez compliquées et peu abordables et souvent elles ne tiennent pas compte d'un facteur important, à savoir: les conséquences d'action des tensions nuisibles des forces, qui se libèrent pendant la rotation de la lunette autour de son axe. L'existence de ces phénomènes a été prouvée par l'auteur de cet article, dans toute une série d'exemples.

Dans cet article l'auteur décrit une méthode nouvelle, directe et compréhensible, établissant l'influence des changements dans la position de l'axe de rotation de la lunette sur les mesurages astronomiques, prenant en considération un cas spécial d'emploi d'un théodolite astronomique pour les calculs d'azimuth astronomique par la méthode d'observation des passages de l'étoile autour-polaire α Ursae Minoris. Cette nouvelle méthode consiste à appliquer sur la lunette un embout prismatique avec un prisme rectangulaire et à observer soit disant le point d'étalon, situé sur une distance de 200 mètres environ du théodolite. Ce système tient aussi compte dans toute son étendue des causes importantes qui occasionnent le changement dans la position de l'axe, donc aussi les tensions nuisibles des forces.

A cette occasion l'auteur souligne la nécessité d'appliquer des méthodes adéquates quand on emploie des instruments avec lesquels on fait les calculs sur différentes distances zénithales. Cela s'applique aussi aux instruments de passage ainsi qu'aux théodolites de tous genres, qui sont utilisés soit pour les mesures astronomiques, soit pour les mesures géodésiques dans les terrains montagneux.

Cette méthode fut élaborée minutieusement avec indication d'un exemple pratique et des résultats de cet examen. Cet exemple fut étudié par l'auteur sur trois théodolites astronomiques WILD T-4, à l'aide desquels fut mesuré l'azimuth astronomique (par la méthode Polaris d'une seule direction).

Les résultats cités par l'auteur, quoique l'examen fut effectuée dans des conditions peu favorables (en automne et à la température parfois en dessous de zéro) confirment l'aptitude de la nouvelle méthode consistant à examiner les changements de l'axe de rotation de la lunette.

Cette méthode peut être appliquée aussi pour l'examen des axes des instruments de passage, en appliquant les deux points étalons dont un doit être situé du côté ouest et l'autre du côté est de l'instrument ou aussi par l'examen de l'instrument

dans les deux positions du prisme, tournant, à 180° autour de l'axe optique de la lunette.

L'examen des théodolites géodésiques avec lunette non coudée peut être appliqué en deux lignes d'étalons composées de deux fils à plomb, qui sont situés des deux cotés du théodolite comme deux points étalons dans les instruments de passage. Dans ce cas là, les fils à plomb peuvent être construits de deux morceaux de fil d'acier, lesquels doivent être chargés de grands poids, placés dans des récipients contenant de l'huile et situés sur des poteaux et préservés des influences extérieures.

L'examen des théodolites géodésiques aurait une importance toute spéciale pendant l'observation des angles géodésiques dans les terrains montagneux où les directions sont mesurées sur les différentes distances zénithales.

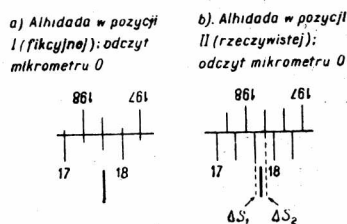
Wiesław Opalski

O niezależności runu mikrometrów optycznych od miejsca limbusu

Zagadnienie badania runu mikrometrów odczytowych opiera się w klasycznym postępowaniu na porównaniu wartości skoku śruby mikrometrycznej z odstępem sąsiednich kresk limbusu. Jest to zgodne z zasadą odczytywania, polegającą na dwu nastawieniach nitki na dwie sąsiednie kreski. Dlatego zagadnienie runu zazębia się z zagadnieniem błędów pochodzących od mimośrodu alhidady oraz błędów podziału limbusu. Stąd też wartość runu mikrometru śrubowego zależy od pozycji alhidady względem limbusu, czyli run jest funkcją odczytu.

W instrumentach nowoczesnych mikrometry śrubowe bywają coraz częściej zastępowane mikrometrami optycznymi. Mikrometryczny pomiar ułamka interwału limbusu oparty jest na innej zasadzie: polega na koincydencji obrazów dwu diametralnych kresk dzięki przesunięciu wiązek świetlnych. Pomiar ten dochodzi zawsze do skutku przez koincydencję tylko pary kresk; dlatego run zależy tu wyłącznie od dopasowania powiększeń optycznego układu odczytowego do podziałki mikrometru, nie zaś od wartości kątowej odnośnej działki limbusu; run jest niezależny od miejsca limbusu. Wykazanie tego jest przedmiotem niniejszego artykułu.

Mikrometryczną część odczytu uzyskuje się w mikrometrze optycznym przez pomiar odległości liniowej obrazów diametralnych kresk limbusu. Wyobraźmy sobie mikrometr nastawiony na odczyt 0 (zero) i alhidadę w pewnej pozycji fikcyjnej (poz. I), która odpowiadałaby koincydencji kresk. Temu stanowi rzeczy odpowiadałby w polu widzenia mikrometru obraz przedstawiony na rys. 1a. Rys. 1b natomiast przedstawia obraz odpowiadający pewnej rzeczywistej pozycji alhidady (poz. II) przy mikrometrze nastawionym również na 0. Skręceniu $\Delta\varphi$ alhidady od poz. I do poz. II odpowiadają przesunięcia Δs_1 i Δs_2 obrazów obu części limbusu, propor-



Rys. 1

cjonalne do $\Delta\varphi$. Aby doprowadzić kreski do koincydencji w II pozycji alhidady, musimy obrócić pokrętkę mikrometru; wskutek tego otrzymujemy na jego podziałce pewien odczyt Δm , który jest miarą odległości $\Delta s_1 + \Delta s_2$. Ta odległość bowiem jest proporcjonalna do kąta wzajemnego skręcenia dwu płytek płasko-równoległych (system Wilda) lub do przesunięcia ruchomego klina optycznego (system Zeiss-Wichmann). Oznaczając współczynnik proporcjonalności przez h , mamy, w założeniu prawidłowego naniesienia podziałki mikrometru:

$$\Delta m = h(\Delta s_1 + \Delta s_2). \quad (1)$$

Odcinki Δs_1 i Δs_2 (w płaszczyźnie obrazów) odpowiadają liniowym przesunięciom Δl_1 i Δl_2 , kresek limbusu w stosunku do alhidady. W idealnym przypadku, gdy mimośród alhidady jest równy 0 (rys. 2), wówczas $\Delta l_1 = r\Delta\varphi = \Delta l_2$, gdzie r jest promieniem limbusu, odpowiadającym linii dzielącej obrazy w mikrometrze. Δs_1 i Δs_2 jako obrazy Δl_1 i Δl_2 są więc proporcjonalne do $r \cdot \Delta\varphi$. Współczynniki proporcjonalności, uwarunkowane nie idealnie równymi powiększeniami układów optycznych obu wiązek, mogą się nieco różnić. Napiszmy więc dla ogólności:

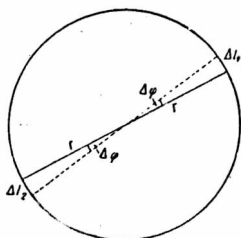
$$\Delta s_1 = k_1 \cdot r \Delta\varphi; \quad \Delta s_2 = k_2 \cdot r \Delta\varphi. \quad (2)$$

Na podstawie (1) i (2) mielibyśmy więc:

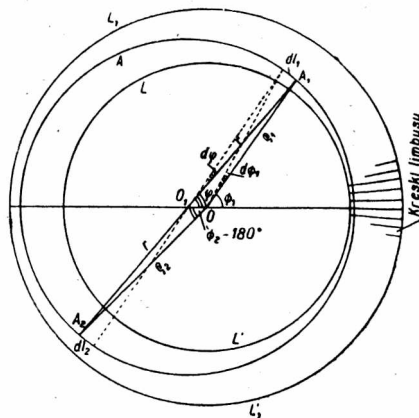
$$\Delta m = h(k_1 + k_2) \cdot r \Delta\varphi. \quad (3)$$

Przy odpowiednim wykalibrowaniu podziałki mikrometru i doborze właściwych powiększeń, tj. gdy $h(k_1 + k_2)r = 1$ otrzymujemy $\Delta m = \Delta\varphi$.

Równość (3) wyraża proporcjonalność mikrometrycznej części odczytu do skręcenia alhidady limbusu o mały kąt $\Delta\varphi$. Abstrahując od błędów wykonania podziałki mikrometrycznej, która powinna być poddana osobnemu zbadaniu, można kwestionować równość (3) ze względu na błąd mimośrodu alhidady. Gdy bowiem mimośród alhidady jest różny od zera, wówczas małemu skręceniu alhidady, czyli przyrostowi kąta φ o $\Delta\varphi$ odpowiadają przyrosty $\Delta\Phi_1$ i $\Delta\Phi_2$ kątów środkowych podziałki limbusu, Φ_1 i Φ_2 (rys. 3). Przyrosty te na ogół nie są ściśle sobie równe,



Rys. 2



Rys. 3

lecz są funkcjami kąta φ . W takim razie równości (2) należy zastąpić przez:

$$\Delta s_1 = k_1 \varrho_1 \cdot \Delta \Phi_1; \quad \Delta s_2 = k_2 \cdot \varrho_2 \cdot \Delta \Phi_2. \quad (2')$$

Zatem można zakwestionować ścisłą proporcjonalność Δm do $\Delta \varphi$, wyrażoną przez (3); należy ją zastąpić równością

$$\Delta m = h \cdot (k_1 \cdot \varrho_1 \cdot \Delta \Phi_1 + k_2 \cdot \varrho_2 \cdot \Delta \Phi_2). \quad (3')$$

Okazemy, że mimo to równość (3) pozostaje zachowana z dokładnością do wielkości małych drugiego rzędu.

Zaznaczyć należy, że chodzi tu o wpływ mimośrodów na wartości katowe działek elementarnych limbusu w obu jego diametralnie przeciwstawnych częściach. Wpływ ten można by nazwać wpływem różniczkowym (w obrębie 1 działki elementarnej) w odróżnieniu od wpływu integralnego, który eliminuje się w mikrometrach optycznych dzięki metodzie koincydencyjnej, jak to jest powszechnie znane. Wynika stąd także, że zagadnienie wyznaczania runu mikrometru optycznego trzeba traktować całkiem odrębnie od zagadnienia integralnego wpływu mimośrodu i błędów naniesienia podziałki limbusu.

Poniżej przeprowadzimy analizę różniczkowego wpływu mimośrodu okazując, że jest on równy zeru z dokładnością do wyrazów drugiego rzędu względem mimośrodu katowego. Przez to uzyskamy teoretyczną podstawę do twierdzenia, że run mikrometrów optycznych zależy jedynie od dostosowania powiększeń obu obrazów podziałki limbusu do podziałki mikrometrycznej. Ponieważ zaś run mikrometrów optycznych nie zależy od błędów naniesienia kresek limbusu, przeto dla wyznaczenia runu nie ma konieczności powtarzania badania w różnych częściach limbusu, co połączone jest z dużym nakładem pracy.

Schematyczny rys. 3 przedstawia szczegółowiej limbus z podziałką zawartą między okręgami LL' i L_1L_1' oraz alhidadę A_1AA_2 . O jest środkiem limbusu, O_1 — osiowym punktem alhidady, czyli środkiem okręgu A_1AA_2 o promieniu O_1A_1 , przy czym punkty A_1 i A_2 odpowiadają linii podziałki obrazów limbusu w polu widzenia mikrometru. Dla uproszczenia dowodu przyjmijmy na razie, że zachodzi ścisła równość $O_1A_2 = O_1A_1 = r$, tj. że punkty A_1 i A_2 zakreślają przy obrocie alhidady identyczny okrąg. Potem można łatwo uogólnić dowód na przypadek ogólny $OA_2 \neq OA_1$.

Z rys. 3 wynikają zależności:

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \Phi_1} = \frac{\varrho_1}{r}; \quad \frac{\sin \varphi}{-\sin \Phi_2} = \frac{\varrho_2}{r} \quad (4)$$

oraz

$$\varrho_1^2 = r^2 \cdot \left(1 - 2 \frac{e}{r} \cdot \cos \varphi + \frac{e^2}{r^2} \right); \quad \varrho_2^2 = r^2 \cdot \left(1 + 2 \frac{e}{r} \cdot \cos \varphi + \frac{e^2}{r^2} \right) \quad (5)$$

gdzie $e = OO_1$ jest mimośrodem liniowym alhidady.

Po wyrugowaniu ϱ_1 i ϱ_2 z (4) przy pomocy (5) otrzymujemy:

$$\sin \Phi_1 = \frac{\sin \varphi}{\sqrt{1 - 2 \frac{e}{r} \cos \varphi + \frac{e^2}{r^2}}}; \quad \sin \Phi_2 = - \frac{\sin \varphi}{\sqrt{1 + 2 \frac{e}{r} \cos \varphi + \frac{e^2}{r^2}}}. \quad (6)$$

Po zróżniczkowaniu równości (6) względem φ , Φ_1 i Φ_2 , prostych przekształceniach i wprowadzeniu oznaczeń:

$$\sqrt{1 - 2 \frac{e}{r} \cos \varphi + \frac{e^2}{r^2}} = R_1; \quad \sqrt{1 + 2 \frac{e}{r} \cos \varphi + \frac{e^2}{r^2}} = R_2$$

otrzymujemy:

$$\begin{aligned} \cos \Phi_1 \cdot d\Phi_1 &= R_1^{-3} \cdot \left(\cos \varphi - \frac{e}{r} \right) \left(1 - \frac{e}{r} \cos \varphi \right) \cdot d\varphi \\ \cos \Phi_2 \cdot d\Phi_2 &= -R_2^{-3} \cdot \left(\cos \varphi + \frac{e}{r} \right) \left(1 + \frac{e}{r} \cos \varphi \right) \cdot d\varphi. \end{aligned} \quad (7)$$

Z równości (6) wynika:

$$\cos \Phi_1 = \frac{\cos \varphi - \frac{e}{r}}{R_1}; \quad \cos \Phi_2 = - \frac{\cos \varphi + \frac{e}{r}}{R_2}.$$

Po podstawieniu tych wyrażeń do (7) otrzymujemy:

$$d\Phi_1 = \frac{1 - \frac{e}{r} \cos \varphi}{R_1^2} \cdot d\varphi; \quad d\Phi_2 = \frac{1 + \frac{e}{r} \cos \varphi}{R_2^2} \cdot d\varphi. \quad (8)$$

Teraz, zmierzając do wyrażenia mikrometrycznej części odczytu Δm explicite w funkcji kąta φ , podstawiamy (8) do (2'), zastępując $d\Phi$ przez $\Delta\varphi$ i rugując ϱ_1 i ϱ_2 za pomocą (5):

$$\begin{aligned} \Delta s_1 &= k_1 \cdot \varrho_1 \Delta\Phi_1 = k_1 \cdot r \cdot \frac{1 - \frac{e}{r} \cos \varphi}{R_1} \cdot \Delta\varphi, \\ \Delta s_2 &= k_2 \cdot \varrho_2 \Delta\Phi_2 = k_2 \cdot r \cdot \frac{1 + \frac{e}{r} \cos \varphi}{R_2} \cdot \Delta\varphi, \end{aligned}$$

skąd

$$\Delta s_1 + \Delta s_2 = \left(k_1 \cdot \frac{1 - \frac{e}{r} \cos \varphi}{R_1} - k_2 \cdot \frac{1 + \frac{e}{r} \cos \varphi}{R_2} \right) \cdot r \Delta \varphi. \quad (9)$$

Wprowadźmy teraz oznaczenia:

$$k = \frac{1}{2} (k_1 + k_2); \quad \Delta k = \frac{1}{2} (k_1 - k_2).$$

Wobec tego, że powiększenia k_1 i k_2 mogą się różnić od siebie bardzo mało (bo obrazy obu części limbusu wyregulowane są na równość działek), Δk jest małym ułamkiem rzędu 0,01. Podstawiając teraz do (9) $k_1 = k + \Delta k$; $k_2 = k - \Delta k$, otrzymamy:

$$\begin{aligned} \Delta s_1 + \Delta s_2 = & \left(\frac{1 - \frac{e}{r} \cos \varphi}{R_1} + \frac{1 + \frac{e}{r} \cos \varphi}{R_2} \right) \cdot kr \Delta \varphi + \\ & + \left(\frac{1 - \frac{e}{r} \cos \varphi}{R_1} - \frac{1 + \frac{e}{r} \cos \varphi}{R_2} \right) \Delta k \cdot r \Delta \varphi. \end{aligned} \quad (10)$$

Wzór ten jest ścisły. Oznaczając dla krótkości przez A i B wyrażenia zawarte w nawiasach, mamy:

$$\Delta s_1 + \Delta s_2 = (A \cdot k + B \cdot \Delta k) r \cdot \Delta \varphi. \quad (11)$$

Rozwijając R_1^{-1} i R_2^{-1} na szeregi potęgowe względem $\frac{e}{r} = \varepsilon$ i poprzestając na wyrazach trzeciego rzędu, otrzymujemy po przekształceniach kolejno następujące równości:

$$R_1^{-1} = 1 + \cos \varphi \cdot \varepsilon - \frac{1}{2} (1 - 3 \cos^2 \varphi) \cdot \varepsilon^2 - \frac{1}{2} (3 - 5 \cos^2 \varphi) \cos \varphi \cdot \varepsilon^3 + \dots \quad (12)$$

$$R_2^{-1} = 1 - \cos \varphi \cdot \varepsilon - \frac{1}{2} (1 - 3 \cos^2 \varphi) \cdot \varepsilon^2 + \frac{1}{2} (3 - 5 \cos^2 \varphi) \cos \varphi \cdot \varepsilon^3 + \dots$$

$$(1 - \cos \varphi \cdot \varepsilon) R_1^{-1} = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 \varphi \cdot \varepsilon^2 - \sin^2 \varphi \cdot \cos \varphi \cdot \varepsilon^3 + \dots \quad (13)$$

$$(1 + \cos \varphi \cdot \varepsilon) R_2^{-1} = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 \varphi \cdot \varepsilon^2 + \sin^2 \varphi \cdot \cos \varphi \cdot \varepsilon^3 + \dots$$

$$A = 2 - \sin^2 \varphi \cdot \varepsilon^2 + u_1 \quad (14)$$

$$B = -2 \sin^2 \varphi \cdot \cos \varphi \cdot \varepsilon^3 + v_1$$

gdzie u_4 i v_4 oznaczają sumy wyrazów rzędu czwartego i wyższych względem ε . Równość (10) przybiera teraz postać:

$$\Delta s_1 + \Delta s_2 = [(2 - \sin^2 \varphi \varepsilon^2 + u_4)k + (-2 \sin^2 \varphi \cos \varphi \varepsilon^3 + v_4) \cdot \Delta k] r \Delta \varphi. \quad (15)$$

Gdy zaś oznaczymy przez w_2 sumę wyrazów rzędu drugiego i wyższych względem ε , otrzymamy na mocy (15) i (1):

$$\Delta s_1 + \Delta s_2 \cong 2kr \cdot \Delta \varphi.$$

oraz

$$\Delta m = 2hkr \cdot \Delta \varphi + w_2. \quad (16)$$

Zachodzi więc proporcjonalność między odczytem mikrometrycznym Δm a kątem $\Delta \varphi$ skręcenia alhidady z dokładnością do wyrazów drugiego rzędu względem mimośrodowi kąтового alhidady: współczynnik $2hkr$ nie zależy od φ . Jeżeli układy optyczne dobrane są tak, że $2hkr = 1$, wówczas mikrometr wolny jest od błędu runu, i to przy dowolnym kącie skręcenia alhidady względem średnicy mimośrodowi. W przeciwnym wypadku wystąpi pewna wartość runu różna od zera lecz niezależna od φ — run ma wartość stałą na całym obwodzie.

Dla uogólnienia dowodu należy stwierdzić, że (16) pozostaje w mocy i w tym ogólnym przypadku, gdy wskutek nieidealnego wyjustowania przyzmatu alhidady promienie $O_1L_1 = r_1$ i $O_1L_2 = r_2$ różnią się między sobą o pewną małą wielkość $\Delta r = r_1 - r_2$, którą w dobrych instrumentach oceniać można znacznie poniżej $0,01 r$. Wówczas w równościach (4), a także i (5) należy podstawić odpowiednio r_1 i r_2 zamiast r . Pociągnie to za sobą ten skutek, że w obu składnikach wyrażenia (9) wystąpią odpowiednio r_1 i r_2 i mimośrodowi $\varepsilon_1 = \frac{e}{r_1}$ i $\varepsilon_2 = \frac{e}{r_2}$, a (9) przybierze postać:

$$\Delta s_1 + \Delta s_2 = \left(k_1 r_1 \frac{1 - \cos \varphi \cdot \varepsilon_1}{R_1} + k_2 r_2 \frac{1 + \cos \varphi \cdot \varepsilon_2}{R_2} \right) \cdot \Delta \varphi.$$

Stosując jak poprzednio przekształcenie:

$$k_1 = k + \Delta k; \quad k_2 = k - \Delta k$$

i analogicznie:

$$r_1 = r + \Delta r; \quad r_2 = r - \Delta r,$$

otrzymamy:

$$k_1 r_1 = (kr + \Delta r \cdot \Delta k) + (k \cdot \Delta r + r \cdot \Delta k)$$

$$k_2 r_2 = (kr + \Delta r \cdot \Delta k) - (k \cdot \Delta r + r \cdot \Delta k)$$

oraz

$$\begin{aligned} \Delta s_1 + \Delta s_2 = & (kr + \Delta r \cdot \Delta k) [(1 - \cos \varphi \cdot \varepsilon_1) R_1^{-1} + (1 + \cos \varphi \cdot \varepsilon_2) R_2^{-1}] \Delta \varphi + \\ & + (k \cdot \Delta r + r \cdot \Delta k) [(1 - \cos \varphi \cdot \varepsilon_1) R_1^{-1} - (1 + \cos \varphi \cdot \varepsilon_2) R_2^{-1}] \Delta \varphi; \end{aligned}$$

$$\Delta s_1 + \Delta s_2 = kr \left[\left(1 + \frac{\Delta k}{k} \cdot \frac{\Delta r}{r} \right) \cdot A' + \left(\frac{\Delta k}{k} + \frac{\Delta r}{r} \right) \cdot B' \right] \Delta \varphi. \quad (17)$$

Oznaczyliśmy tu czynniki w nawiasach prostokątnych odpowiednio przez A' i B' . Łatwo się przekonać na mocy rozwinięć (12) i (13), w których wprowadzimy odpowiednio ε_1 i ε_2 zamiast ε , że:

$$A' = 2 - \frac{1}{2} \sin^2 \varphi (\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2) - \sin^2 \varphi \cos \varphi (\varepsilon_1^3 - \varepsilon_2^3),$$

$$B' = -\frac{1}{2} \sin^2 \varphi (\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2) - \sin^2 \varphi \cos \varphi (\varepsilon_1^3 + \varepsilon_2^3).$$

Ponieważ zaś

$$\varepsilon_1 = \frac{e}{r_1} = \frac{e}{r + \Delta r} = \varepsilon \left(1 - \frac{\Delta r}{r} + \dots \right)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{e}{r_2} = \frac{e}{r - \Delta r} = \varepsilon \left(1 + \frac{\Delta r}{r} + \dots \right),$$

a stosunki $\frac{\Delta r}{r}$ i $\frac{\Delta k}{k}$ są małymi tegoż rzędu co ε , stąd wynika, że z pominięciem wielkości małych drugiego rzędu mamy:

$$A' \cong 2; \quad B' \cong 0.$$

Z tegoż powodu odrzucimy w (17) iloczyn $\frac{\Delta k}{k} \cdot \frac{\Delta r}{r}$ i otrzymamy

$$\Delta s_1 + \Delta s_2 = 2kr$$

oraz

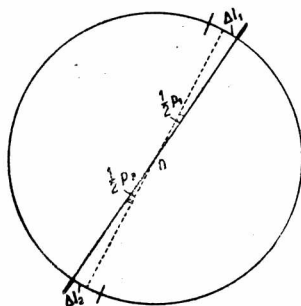
$$\Delta m = 2hkr \cdot \Delta \varphi$$

z pominięciem wyrazów drugiego rzędu. W ten sposób dowód słuszności wz. (16) został uogólniony.

Z niezależności runu od miejsca limbusu wynika, że do zbadania runu wystarczy w zasadzie wykonywać pomiary w jednym miejscu limbusu. Badanie takie można w poprawny sposób wykonać, jeżeli rozporządza się dostatecznie dokładnym wzorcem małego kąta, który stwarza możliwość skreślenia alhidady o kąt równy nominalnej wartości całkowitego obszaru mierniczego mikrometru. Lepiej jeszcze stosować wzorce równe podwielokrotnościom tego obszaru. Wzorce takie zostały skonstruowane w Laboratorium Pomiarów Kąta GUM i zastosowane do badania runu, co będzie tematem osobnej publikacji.

Zwykłe postępowanie polega na wykorzystaniu interwałów limbusu jako wzorców do zbadania runu mikrometru, analogicznie jak to ma miejsce przy badaniu runu mikrometrów śrubowych. Temu sposobowi postępowania (nazwijmy go krótko sposobem dwu koincydencji) można byłoby zarzucić, że nie odpowiada on procedurze roboczej, w której odczyty dotyczą koincydencji jednej tylko pary diametralnych kresek. Przy stoso-

waniu sposobu dwu koincydencji nie porównuje się bezpośrednio odczytu mikrometru ze skręceniem alhidady o kąt wzorcowy, lecz z liniowym interwałem obrazu limbusu złożonym z odcinków Δs_1 i Δs_2 , którym odpowiadają na limbusie odcinki Δl_1 i Δl_2 (Rys. 4) oraz kąty środkowe:



Rys. 4

$$\frac{\Delta l_1}{\rho_1} = \Delta \Phi_1 = \frac{1}{2} p_1, \quad (18)$$

$$\frac{\Delta l_2}{\rho_2} = \Delta \Phi_2 = \frac{1}{2} p_2,$$

gdzie p_1 i p_2 są to prawdziwe wartości kątów środkowych, odpowiadających 1 działce limbusu w obu jego diametralnie przeciwnych częściach.

Biorąc sumę (17) możemy otrzymać zależność między p i kątem $\Delta_1 \varphi$ skręcenia alhidady, równoważnego przejściu od I do II koincydencji (o pół działki limbusu):

$$p = \frac{1}{2} (p_1 + p_2) = (1 - \cos \varphi \cdot \varepsilon) R_1^{-1} \cdot \Delta_1 \varphi + (1 + \cos \varphi \cdot \varepsilon) R_2^{-1} \cdot \Delta_1 \varphi,$$

a stosując przekształcenie (13), mamy:

$$\Delta_1 \varphi = \frac{p}{2 - \sin^2 \varphi \varepsilon^2 - u_4}.$$

Widać stąd, że przy wyznaczaniu runu sposobem dwu koincydencji mimośród ε nie wpływa również, praktycznie biorąc, na wyniki. Ewentualne rozbieżności wyników przy różnych kątach Φ trzeba położyć na karb błędów pomiaru oraz błędów Δp podziału limbusu, które powinny być przedmiotem osobnego badania. Jako ostateczny wynik należy przyjąć średnią wartość runu, ponieważ zależność runu od miejsca limbusu nie jest realna i nie odpowiada roboczej procedurze odczytywania mikrometru.

Wyznaczanie runu sposobem dwu koincydencji jest kłopotliwe z tego powodu, że nastawienia mikrometru wypadają tu w pobliżu obu końców jego podziałki, a często na zewnątrz kresek końcowych, co utrudnia lub uniemożliwia poprawne odczytywanie. Ta niekorzystna okoliczność nie wystąpi przy badaniu runu sposobem skręcania alhidady z zastosowaniem wzorca małego kąta równego podwielokrotności całkowitego obszaru mierniczego podziałki mikrometru. W tym wypadku badanie runu wykonuje się jednocześnie z badaniem podziałki mikrometru porównując wzorec z cząstkowymi interwałami podziałki i znajdując stąd ich poprawki. Tworząc następnie sumę tych poprawek, otrzymuje się wartość runu.

РЕЗЮМЕ

Статья занимается доказательством тезиса, что „run“ оптических микрометров т.е. основанных на принципе оптического измерения частей интервалов лимба, имеет значение независимое от места лимба или от влияния ошибок деления лимба и эксцентриситета алидады.

После проведения анализа процесса измерения оптическим микрометром переходит к подробному математическому анализу влияния эксцентриситета на микрометрическую часть отсчета. В результате получено, что влияние это выражается величинами второго порядка малости по отношению к угловому эксцентриситету, а следовательно ничтожно малыми.

Поскольку ошибки деления лимба представляют отдельный вопрос и требуют отдельного определения их, приходится к выводу, что „run“ оптического микрометра является величиной независимой от места лимба и что для определения его достаточно в основном провести исследование в одном месте лимба способом вращения алидады, если располагаем соответствующими эталонами малых углов. За неимением таких эталонов по необходимости нужно применять в качестве эталонов элементарные деления лимба, так как при определении „run“ микрометров, основанных на принципе микрометрического винта.

Но и в этом случае зависимость „run“ от места лимба не действительна, а в качестве „run“ следует принять для всего лимба среднее из полученных значений.

RÉSUMÉ

Dans cet article l'auteur établit la justification d'une thèse suivante:

Le run des micromètres optiques de lecture, c'est à dire des micromètres basés sur le principe de mesure optique des parties des intervalles du limbe, possède une valeur indépendante de l'endroit du limbe, c'est à dire cette valeur est indépendante de l'influence des erreurs de division du limbe et de l'excentricité de l'alidade.

Après avoir fait l'analyse du procédé de mesure à l'aide d'un micromètre optique, l'auteur arrive à une analyse mathématique détaillée concernant l'influence de l'excentricité sur une partie micrométrique de la lecture.

Le résultat obtenu démontre que cette influence s'exprime en grandeurs petites du deuxième ordre par rapport à l'excentricité angulaire, donc par grandeurs extrêmement petites.

Comme les erreurs de division du limbe constituent un problème qui doit être considéré à part, et exigent une détermination séparée, on constate que le run d'un micromètre optique est une grandeur indépendante de l'endroit du limbe et, c'est pourquoi pour le déterminer il suffit en principe d'effectuer un examen dans un seul endroit du limbe par la méthode de rotation d'alidade à condition qu'on dispose d'étalons respectifs de petits angles. A défaut, on est contraint d'appliquer comme étalons — les intervalles élémentaires du limbe, comme pour la détermination du run des micromètres basés sur le principe de vis micrométrique.

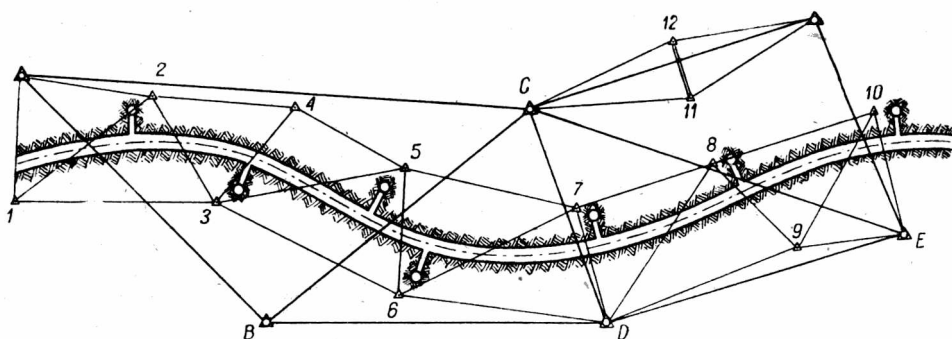
Mais dans ce cas aussi la dépendance du run de l'endroit du limbe n'est pas réelle non plus, il convient donc d'admettre comme run pour limbe entier la moyenne des valeurs obtenues.

Zygmunt Kowalczyk

Określenie wielkości poprzecznego przesunięcia punktu końcowego łańcucha trójkątów względem punktu początkowego

Wstęp

Często stosowaną osnową geodezyjną dla realizacji ważnych i wymagających dużej dokładności podziemnego tyczenia obiektów inżynierskich jest sieć triangulacyjna lokalna kształtu łańcucha trójkątów. Ten rodzaj osnowy geodezyjnej stosowany jest przy budowie tuneli lub metro. Jeżeli warunki lokalne zezwalają i długość metro ma wynosić kilka kilometrów, wówczas korzystniej jest zastosować jako osnowę geodezyjną sieć poligonów precyzyjnych powiązanych w pojedynczy lub podwójny



Rys. 1

łańcuch. Natomiast przy budowie długich tuneli w terenach silnie górskich, jedyną właściwą osnową geodezyjną stanowi triangulacja lokalna i to przeważnie kształtu łańcucha trójkątów. Należy przy tym pamiętać, że dla zabezpieczenia się przed wpływem drażenia metro, punkty osnowy geodezyjnej powinny być oddalone od osi metro o potrójną głębokość. W przypadku gdy tunel ma posiadać znaczną długość, wskazanym jest założyć podwójny łańcuch trójkątów: I-go rzędu — punkty: A, B, C, D,.....

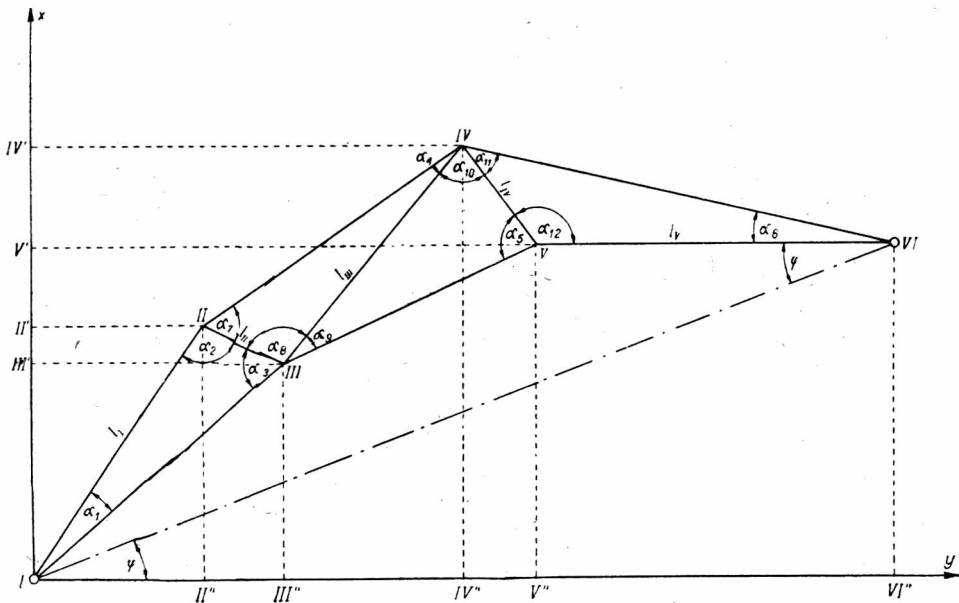
i II-go rzędu — punkty: 1, 2, 3, 4, 5, 6,, a nieraz może zająć konieczność zagęszczenia jeszcze punktami triangulacyjnymi III-go rzędu (rys. 1). Pokazane na rysunku szyby służą do założenia dodatkowych przodków (miejsz skąd posuwa się drażenie tunelu) dla przyspieszenia budowy tunelu systemem przebitok. Pokazane na rysunku punkty triangulacyjne drugiego rzędu 2, 3, 9, 10 służą do orientacji podszybi w układzie lokalnym.

Dla tuneli długości od 1 km do 5 km wystarczy założyć sieć triangulacyjną o dokładności odpowiadającej triangulacji II-go rzędu, a o długości boków średnio 1 km, zagęszczonej punktami triangulacyjnymi określonymi wcięciami lub poligonizacją precyzyjną.

Przy długich przebitkach tuneli, dla kontroli kierunków uzyskanych z pomiarów geodezyjnych, należy wyznaczyć je niezależnie za pomocą obserwacji astronomicznych.

Wyprowadzenie wielkości błędu poprzecznego przesunięcia

Przy budowie tuneli, metro, przekopów w kopalniach itp. prowadzonych na spotkanie, najważniejszą sprawą jest dokładność spotkania się



Rys. 2

ścian, stropu i spągu tych budowli w kierunku poprzecznym do projektowanej osi. Należy przeto określić, jak wielki udział ma w powyższym błę-

dzie dokładność pomiarów triangulacji lokalnej kształtu łańcucha trójkątów (rys. 2).

Podstawą do określenia wielkości poprzecznego przesunięcia punktu VI względem punktu I jest określenie dokładności wyznaczenia kąta φ , jaki tworzy bok V—VI ostatniego trójkąta łańcucha z osią projektowanego tunelu. Niedokładność pomiarów kątów łańcucha trójkątów i bazy wyrazi się podłużnym i poprzecznym przesunięciem punktu VI w płaszczyźnie poziomej.

Wyprowadzenie poniżej podanych zależności oparto na założeniu, że kierunek boku V—VI pokrywa się z kierunkiem osi Y-ów, a początek lokalnego układu współrzędnych leży w punkcie I. Wielkość kąta φ wyliczymy z zależności, jaką otrzymamy, sumując geometrycznie rzuty długości boków trójkątów na osie X i Y.

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \varphi &= \frac{I, V'}{V', VI} = \frac{I, II' - II', III' + III', IV' - IV', V'}{I, II'' + II'', III'' + III'', IV'' + IV'', V'' + V'', VI''} = \\ &= \frac{l_I \cdot \cos \sigma_{I,II} - l_{II} \cdot \cos \sigma_{II,III} + l_{III} \cdot \cos \sigma_{III,IV} - l_{IV} \cdot \cos \sigma_{IV,V}}{l_I \cdot \sin \sigma_{I,II} + l_{II} \cdot \sin \sigma_{II,III} + l_{III} \cdot \sin \sigma_{III,IV} + l_{IV} \cdot \sin \sigma_{IV,V} + l_V} \end{aligned} \quad (1)$$

Zakładamy, że długość l_I jest mierzona bezbłędnie, co zresztą nie jest — jak zobaczymy — istotne. Z długości boku l_I i pomierzonych kątów trójkątów, obliczymy pozostałe długości:

$$\left. \begin{aligned} l_{II} &= l_I \cdot \frac{\sin a_1}{\sin a_3} = l_I \cdot a_I \\ l_{III} &= l_{II} \cdot \frac{\sin a_7}{\sin a_4} = l_I \cdot \frac{\sin a_1 \cdot \sin a_7}{\sin a_3 \cdot \sin a_4} = l_I \cdot a_{II} \\ l_{IV} &= l_{III} \cdot \frac{\sin a_9}{\sin a_5} = l_I \cdot \frac{\sin a_1 \cdot \sin a_7 \cdot \sin a_9}{\sin a_3 \cdot \sin a_4 \cdot \sin a_5} = l_I \cdot a_{III} \\ l_V &= l_{IV} \cdot \frac{\sin a_{11}}{\sin a_6} = l_I \cdot \frac{\sin a_1 \cdot \sin a_7 \cdot \sin a_9 \cdot \sin a_{11}}{\sin a_3 \cdot \sin a_4 \cdot \sin a_5 \cdot \sin a_6} = l_I \cdot a_{IV} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Podstawiając równości (2) do (1) otrzymamy:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{l_I \cdot (\cos \sigma_{I,II} - a_I \cdot \cos \sigma_{II,III} + a_{II} \cdot \cos \sigma_{III,IV} - a_{III} \cdot \cos \sigma_{IV,V})}{l_I \cdot (\sin \sigma_{I,II} + a_I \cdot \sin \sigma_{II,III} + a_{II} \cdot \sin \sigma_{III,IV} + a_{III} \cdot \sin \sigma_{IV,V} + a_{IV})} = \frac{e}{f} \quad (3)$$

To, że długość l_I nie wchodzi do wzoru na $\operatorname{tg} \varphi$ dowodzi, że błąd pomiaru długości bazy nie ma wpływu na wyznaczenie kąta φ . Kąty północne boków trójkątów, występujące we wzorze (3), oblicza się następująco:

$$\left. \begin{aligned}
 \sigma_{V,VI} &= 90^\circ \\
 \sigma_{IV,V} &= \sigma_{V,VI} + 180^\circ - a_{12} = 90^\circ + 180^\circ - a_{12} = 270^\circ - a_{12} \\
 \sigma_{III,IV} &= \sigma_{IV,V} + a_{10} - 180^\circ = 270^\circ - a_{12} + a_{10} - 180^\circ = 90^\circ - a_{12} + a_{10} \\
 \sigma_{II,III} &= \sigma_{III,IV} + 180^\circ - a_8 = 90^\circ - a_{12} + a_{10} + 180^\circ - a_8 = \\
 &= 270^\circ - a_{12} + a_{10} - a_8 \\
 \sigma_{I,II} &= \sigma_{II,III} - 180^\circ + a_2 = 90^\circ - a_{12} + a_{10} - a_8 + a_2
 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Aby wyznaczyć wielkość poprzecznego przesunięcia, należy funkcję (3) zróżniczkować:

$$d \operatorname{tg} \varphi = d \frac{e}{f} \quad (5)$$

$$\frac{1}{\cos^2 \varphi} d\varphi = \frac{f \cdot de - e \cdot df}{f^2}$$

$$\left(\frac{\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi}{\cos^2 \varphi} \right) d\varphi = d \frac{e}{f}, \quad \text{więc ponieważ } \operatorname{tg} \varphi = \frac{e}{f} \text{ otrzymamy:}$$

$$\left(1 + \frac{e^2}{f^2} \right) d\varphi = \frac{f \cdot de - e \cdot df}{f^2}$$

skąd

$$d\varphi = \frac{f \cdot de - e \cdot df}{f^2} \cdot \frac{f^2}{e^2 + f^2} = \frac{f \cdot de - e \cdot df}{e^2 + f^2} \quad (6)$$

Przechodząc do średnich błędów otrzymujemy:

$$m_\varphi = \pm \frac{1}{e^2 + f^2} \cdot \sqrt{f^2 \cdot m_e^2 + e^2 \cdot m_f^2} \quad (7)$$

Należy określić więc poszczególne wyrazy średniego błędu m_φ :

$$e^2 + f^2 = (I, V')^2 + (V', VI)^2 = (I, VI)^2$$

oznaczając:

$$I, VI = 2L$$

$$e^2 + f^2 = 4L^2, \quad \text{przy czym } 4L^2 = [\Delta x]^2 + [\Delta y]^2 \quad (8)$$

Pozostaje jeszcze do wyznaczenia m_e i m_f .

Dla wyznaczenia m_e i m_f należy zróżniczkować funkcje e i f :

$$\begin{aligned}
 de &= -\sin \sigma_{I,II} \cdot d\sigma_{I,II} + a_I \cdot \sin \sigma_{II,III} \cdot d\sigma_{II,III} - \\
 &\quad - a_{II} \cdot \sin \sigma_{III,IV} \cdot d\sigma_{III,IV} + a_{III} \cdot \sin \sigma_{IV,V} \cdot d\sigma_{IV,V} - \\
 &\quad - \cos \sigma_{II,III} \cdot da_I + \cos \sigma_{III,IV} \cdot da_{II} - \cos \sigma_{IV,V} \cdot da_{III}.
 \end{aligned} \quad (9)$$

Wykorzystując wzory (4) z uwzględnieniem odpowiednich poprawek kątowych, zamiast różniczek kątów północnych otrzymamy:

$$\begin{aligned}
 de = & -\cos(+a_2 - a_8 + a_{10} - a_{12}) \cdot (+\varepsilon_2 - \varepsilon_8 + \varepsilon_{10} - \varepsilon_{12}) - \\
 & -a_I \cdot \cos(-a_8 + a_{10} - a_{12}) \cdot (-\varepsilon_8 + \varepsilon_{10} - \varepsilon_{12}) - \\
 & -a_{II} \cdot \cos(a_{10} - a_{12}) \cdot (\varepsilon_{10} - \varepsilon_{12}) + \\
 & -a_{III} \cdot \cos(-a_{12}) \cdot (-\varepsilon_{12}) + \\
 & + (-1)^i \cdot [\cos \sigma_{n,n+1} \cdot da_{n-1}] \Big|_{n=II}^{n=IV} \quad (10)
 \end{aligned}$$

W dalszym postępowaniu będziemy błędy prawdziwe traktowali jako błędy średnie.

Analogicznie:

$$\begin{aligned}
 df = & \cos \sigma_{I,II} \cdot d\sigma_{I,II} + a_I \cdot \cos \sigma_{II,III} \cdot d\sigma_{II,III} + \\
 & + a_{II} \cdot \cos \sigma_{III,IV} \cdot d\sigma_{III,IV} + a_{III} \cdot \cos \sigma_{IV,V} \cdot d\sigma_{IV,V} + \\
 & + \sin \sigma_{II,III} \cdot da_I + \sin \sigma_{III,IV} \cdot da_{II} + \sin \sigma_{IV,V} \cdot da_{III} + da_{IV} = \\
 = & -\sin(+a_2 - a_8 + a_{10} - a_{12}) \cdot (+\varepsilon_2 - \varepsilon_8 + \varepsilon_{10} - \varepsilon_{12}) - \\
 & -a_I \cdot \sin(-a_8 + a_{10} - a_{12}) \cdot (-\varepsilon_8 + \varepsilon_{10} - \varepsilon_{12}) - \\
 & -a_{II} \cdot \sin(a_{10} - a_{12}) \cdot (\varepsilon_{10} - \varepsilon_{12}) + \\
 & -a_{III} \cdot \sin(-a_{12}) \cdot (-\varepsilon_{12}) + \\
 & + [\sin \sigma_{n,n+1} \cdot da_{n-1}] \Big|_{n=II}^{n=IV} + da_{IV} \quad (11)
 \end{aligned}$$

Dla określenia wielkości: da_I , da_{II} , da_{III} i da_{IV} wychodzimy z wielkości a_I , a_{II} , a_{III} i a_{IV} zgodnie z wzorem (2):

$$a_I = \frac{\sin a_1}{\sin a_3} \quad (12)$$

Po zróżniczkowaniu

$$da_I = \frac{\cos a_1 \cdot \sin a_3 \cdot da_1 - \sin a_1 \cdot \cos a_3 \cdot da_3}{\sin^2 a_3} \quad (13)$$

Dzieląc równość (13) przez (12) otrzymamy:

$$\frac{da_I}{a_I} = \frac{\sin a_3}{\sin a_1} \left(\frac{\cos a_1 \cdot \sin a_3 \cdot da_1 - \sin a_1 \cdot \cos a_3 \cdot da_3}{\sin^2 a_3} \right)$$

Podstawiając za $da_1 = \varepsilon_1$ i $da_3 = \varepsilon_3$ otrzymamy:

$$\frac{da_I}{a_I} = \text{ctg } a_1 \cdot \varepsilon_1 - \text{ctg } a_3 \cdot \varepsilon_3$$

skąd:

$$da_I = a_I \cdot (\text{ctg } a_1 \cdot \varepsilon_1 - \text{ctg } a_3 \cdot \varepsilon_3) \quad (14)$$

analogicznie:

$$da_{II} = a_{II} \cdot (\text{ctg } a_1 \cdot \varepsilon_1 + \text{ctg } a_7 \cdot \varepsilon_7 - \text{ctg } a_3 \cdot \varepsilon_3 - \text{ctg } a_4 \cdot \varepsilon_4) \quad (15)$$

$$da_{III} = a_{III} \cdot (\operatorname{ctg} a_1 \cdot \varepsilon_1 + \operatorname{ctg} a_7 \cdot \varepsilon_7 + \operatorname{ctg} a_9 \cdot \varepsilon_9 - \operatorname{ctg} a_3 \cdot \varepsilon_3 - \operatorname{ctg} a_4 \cdot \varepsilon_4 - \operatorname{ctg} a_5 \cdot \varepsilon_5) \quad (16)$$

$$da_{IV} = a_{IV} (\operatorname{ctg} a_1 \cdot \varepsilon_1 + \operatorname{ctg} a_7 \cdot \varepsilon_7 + \operatorname{ctg} a_9 \cdot \varepsilon_9 + \operatorname{ctg} a_{11} \cdot \varepsilon_{11} - \operatorname{ctg} a_3 \varepsilon_3 - \operatorname{ctg} a_4 \cdot \varepsilon_4 - \operatorname{ctg} a_5 \varepsilon_5 - \operatorname{ctg} a_6 \varepsilon_6) \quad (17)$$

Wielkości ε spełniają następujące zależności:

$$\left. \begin{aligned} a_1 + \varepsilon_1 + a_2 + \varepsilon_2 + a_3 + \varepsilon_3 &= 180^0 \\ a_7 + \varepsilon_7 + a_8 + \varepsilon_8 + a_4 + \varepsilon_4 &= 180^0 \\ a_9 + \varepsilon_9 + a_{10} + \varepsilon_{10} + a_5 + \varepsilon_5 &= 180^0 \\ a_{11} + \varepsilon_{11} + a_{12} + \varepsilon_{12} + a_6 + \varepsilon_6 &= 180^0 \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Przykłady

Poniżej podamy trzy przykłady obliczenia wielkości poprzecznego przesunięcia punktu końcowego VI łańcucha trójkątów dla różnych kształtów trójkątów.

Przykład 1

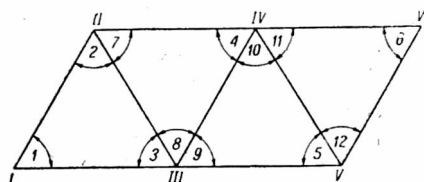
Łańcuch trójkątów składa się z trójkątów równobocznych (rys. 3).

$a_i = 60^0$ współczynniki: $a_i = 1$ oraz $a_i^2 = 1$

$$\sin 60^0 = 0,8660$$

$$\operatorname{ctg} 60^0 = 0,5774$$

$$\operatorname{ctg}^2 60^0 = 0,3333$$



Rys. 3

kwadraty średnich błędów współczynników a_i , wyliczone z wzorów (14), (15), (16) i (17), wynoszą:

$$m_{a_I}^2 = 0,6667$$

$$m_{a_{II}}^2 = 1,3333$$

$$m_{a_{III}}^2 = 2,0000$$

$$m_{a_{IV}}^2 = 2,6667$$

Następnie przechodzimy do obliczenia wielkości kątów północnych boków trójkątów łańcucha według wzorów (4) i wielkości e i f , potrzebnych do obliczenia $\operatorname{tg} \varphi = \frac{e}{f}$ ze wzoru (3) co ujmuje tablica 1

Tablica 1

	$\sin \sigma$	$\cos \sigma$	σ	a	Wyrazy licznika wzoru (3)	Wyrazy mianownika wzoru (3)
$\sigma_{I,II}$	1	0	90°	1	$\cos \sigma_{I,II}$	$\sin \sigma_{I,II}$
$\sigma_{II,III}$	-0,5000	-0,8660	210°	1	$a_I \cdot \cos \sigma_{II,III}$	$a_I \cdot \sin \sigma_{II,III}$
$\sigma_{III,IV}$	1	0	90°	1	$a_{II} \cdot \cos \sigma_{III,IV}$	$a_{II} \cdot \sin \sigma_{III,IV}$
$\sigma_{IV,V}$	-0,5000	-0,8660	210°	1	$a_{III} \cdot \cos \sigma_{IV,V}$	$a_{III} \cdot \sin \sigma_{IV,V}$
$\sigma_{V,VI}$	1	0	90°	1		a_{IV}

$$e = -1,7320 \quad f = 2,000$$

$$e^2 = 3,0000$$

$$f^2 = 4,0000$$

$$\frac{1}{e^2 + f^2} = \frac{1}{7} = 0,1429$$

Tablica 2

1	2	3	4	5	6
Kwadraty wyrazów wzoru (10)	$\cos^2 \sigma$ lub $\sin^2 \sigma$	$k \cdot a^2$ lub m_a^2	Kwadraty wyrazów wzoru (11)	$\cos^2 \sigma$ lub $\sin^2 \sigma$	$k \cdot a^2$ lub m_a^2
$4 \sin^2 \sigma_{I,II} \cdot m^2$	1	4	$4 \cos^2 \sigma_{I,II} \cdot m^2$	0	4
$3 a_I^2 \cdot \sin^2 \sigma_{II,III} \cdot m^2$	0,2500	3	$3 a_I^2 \cdot \cos^2 \sigma_{II,III} \cdot m^2$	0,7500	3
$2 a_{II}^2 \cdot \sin^2 \sigma_{III,IV} \cdot m^2$	1	2	$2 a_{II}^2 \cdot \cos^2 \sigma_{III,IV} \cdot m^2$	0	2
$a_{III}^2 \cdot \sin^2 \sigma_{IV,V} \cdot m^2$	0,2500	1	$a_{III}^2 \cdot \cos^2 \sigma_{IV,V} \cdot m^2$	0,7500	1
$m_{a_I}^2 \cdot \cos^2 \sigma_{II,III}$	0,7500	0,6667	$m_{a_I}^2 \cdot \sin^2 \sigma_{II,III}$	0,2500	0,6667
$m_{a_{II}}^2 \cdot \cos^2 \sigma_{III,IV}$	0	1,3333	$m_{a_{II}}^2 \cdot \sin^2 \sigma_{III,IV}$	1	1,3333
$m_{a_{III}}^2 \cdot \cos^2 \sigma_{IV,V}$	0,7500	2,0000	$m_{a_{III}}^2 \cdot \sin^2 \sigma_{IV,V}$	0,2500	2,0000
			$m_{a_{IV}}^2$		2,6667

w tablicy (2): k jest współczynnikiem liczbowym

$m_e^2 = 9,000$ otrzymano sumując kwadraty iloczynów wyrazów kolumny (2) i (3)

$m_f^2 = 7,667$ otrzymano sumując kwadraty iloczynu wyrazów kolumny (5) i (6)

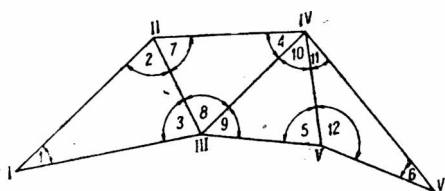
Ze wzoru (7) otrzymamy:

$$m_\varphi = \pm 0,1429 \sqrt{9 \cdot 4 + 3 \cdot 7,667} \quad m = \pm 0,1429 \sqrt{59} \quad m = \pm 1,0205 \text{ m,}$$

gdzie m jest średnim błędem kąta.

Przykład 2

Łańcuch trójkątów składa się z trójkątów różnego kształtu (rys. 4). Kąty trójkątów łańcucha, wielkości współczynników a_1 i kwadraty średnich błędów współczynników a_1 wyliczone są w tablicy 3.



Rys. 4

Tablica 3

	a	$\sin a$	$\operatorname{ctg} a$	$\operatorname{ctg}^2 a$	a	a^2	$\Sigma \operatorname{ctg}^2 a$	m_a^2
1	32°	0,5299	1,6003	2,5610				
3	76°	0,9703	0,2493	0,0622	$a_I = 0,5461$	0,2982	2,6232	0,7822 m ²
7	65°	0,9063	0,4663	0,2174				
4	42°	0,6691	1,1106	1,2334	$a_{II} = 0,7397$	0,5472	4,0740	2,2293 m ²
9	45°	0,7071	1,0000	1,0000				
5	80°	0,9848	0,1763	0,0311	$a_{III} = 0,5311$	0,2821	5,1051	1,4401 m ²
11	30°	0,5000	1,7321	3,0002				
6	29°	0,4848	1,8040	3,2544	$a_{IV} = 0,5478$	0,3001	11,3597	3,4090 m ²
2	72°							
8	73°							
10	55°							
12	121°							

Następnie przechodzimy do obliczenia wielkości kątów północnych boków trójkąta łańcucha.

Tablica 4

I	II	III	IV	V	VI	VII
	σ	$\sin \sigma$	$\cos \sigma$	a	e	f
$\sigma_{I,II}$	23^0	0,3907	0,9205	1	+0,9205	+0,3907
$\sigma_{II,III}$	131^0	0,7547	0,6561	0,5461	-0,3583	+0,4121
$\sigma_{III,IV}$	24^0	0,4067	0,9135	0,7397	+0,6757	+0,3008
$\sigma_{IV,V}$	149^0	0,5150	0,8572	0,5311	-0,4553	+0,2735
$\sigma_{V,VI}$	90^0	1,0000	0	0,5478	0	+0,2478

VI=IV,V
VII=III,V

$$e=0,7826 \quad f=1,9249$$

$$e^2=0,6126$$

$$f^2=3,7056$$

$$\frac{1}{e^2+f^2} = \frac{1}{4,3182} = 0,2316$$

Tablica 5

	$\sin^2 \sigma$ lub $\cos^2 \sigma$		$\cos^2 \sigma$ lub $\sin^2 \sigma$	m_a^2
$4 \sin^2 \sigma_{I,II} m^2$	0,1526	$4 \cos^2 \sigma_{I,II} m^2$	0,8473	4,0000
$3 a_I^2 \cdot \sin^2 \sigma_{II,III} \cdot m^2$	0,5696	$3 a_I^2 \cdot \cos^2 \sigma_{II,III} m^2$	0,4305	0,8946
$2 a_{II}^2 \cdot \sin^2 \sigma_{III,IV} m^2$	0,1654	$2 a_{II}^2 \cos^2 \sigma_{III,IV} m^2$	0,8345	1,0944
$a_{III}^2 \cdot \sin^2 \sigma_{IV,V} \cdot m^2$	0,2652	$a_{III}^2 \cdot \cos^2 \sigma_{IV,V} \cdot m^2$	0,7343	0,2821
$m_{a_I}^2 \cdot \cos^2 \sigma_{II,III}$	0,4305	$m_{a_I}^2 \cdot \sin^2 \sigma_{II,III}$	0,5696	0,7822
$m_{a_{II}}^2 \cdot \cos^2 \sigma_{III,IV}$	0,8345	$m_{a_{II}}^2 \cdot \sin^2 \sigma_{III,IV}$	0,1654	2,2293
$m_{a_{III}}^2 \cdot \cos^2 \sigma_{IV,V}$	0,7348	$m_{a_{III}}^2 \cdot \sin^2 \sigma_{IV,V}$	0,2652	1,4401
	0	$m_{a_{IV}}^2$	1,0000	3,4090

Analogicznie jak w poprzednim przykładzie obliczamy

$$m_e^2 = 4,6311$$

$$m_f^2 = 9,4999$$

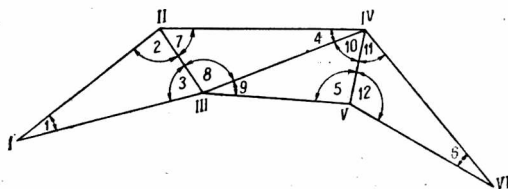
stąd

$$\begin{aligned} m_\varphi &= \pm 0,2316 \sqrt{17,161 + 5,820} m = \\ &= \pm 0,2316 \sqrt{22,981} m = \pm 1,110 m \end{aligned}$$

Przykład 3

Łańcuch trójkątów składa się z trójkątów kształtu silnie wydłużonego rys. 5, w których kąty wynoszą:

$$\begin{array}{lll} \alpha_1 = 25^\circ & \alpha_7 = 55^\circ & \alpha_{10} = 55^\circ \\ \alpha_2 = 85^\circ & \alpha_8 = 101^\circ & \alpha_6 = 23^\circ \\ \alpha_3 = 70^\circ & \alpha_9 = 100^\circ & \alpha_{11} = 51^\circ \\ \alpha_4 = 24^\circ & \alpha_9 = 25^\circ & \alpha_{12} = 106^\circ \end{array}$$



Rys. 5

Obliczenia przeprowadza się jak w poprzednich przykładach.

Tablica 6

	$\sin \alpha$	$\operatorname{ctg} \alpha$	$\operatorname{ctg}^2 \alpha$	a	a^2	$\Sigma \operatorname{ctg}^2 \alpha$	m_a^2
1	0,4226	+2,1445	4,5989				
3	0,9397	+0,3640	0,1325	$a_I = 0,4497$	0,2022	4,7314	0,9567
7	0,8192	+0,7002	0,4903				
4	0,4067	+2,2460	5,0445	$a_{II} = 0,9058$	0,8205	10,2662	8,4234
9	0,4226	+2,1445	4,5989				
5	0,9848	-0,1763	0,0311	$a_{III} = 0,3887$	0,1511	14,8962	2,2508
11	0,7771	+0,8098	0,6558				
6	0,3907	+2,3558	5,5498	$a_{IV} = 0,7731$	0,5977	21,1018	12,6125

Tablica 7

	σ	$\sin \sigma$	$\cos \sigma$	a		
$\sigma_{I,II}$	23°	+0,3907	+0,9205	1,0000	$\cos \sigma_{I,II}$	$\sin \sigma_{I,II}$
$\sigma_{II,III}$	118°	+0,8829	-0,4695	0,4497	$a_I \cdot \cos \sigma_{II,III}$	$a_I \cdot \sin \sigma_{II,III}$
$\sigma_{III,IV}$	39°	+0,6293	+0,7771	0,9058	$a_{II} \cdot \cos \sigma_{III,IV}$	$a_{II} \cdot \sin \sigma_{III,IV}$
$\sigma_{IV,V}$	164°	+0,2756	-0,9613	0,3887	$a_{III} \cdot \cos \sigma_{IV,V}$	$a_{III} \cdot \sin \sigma_{IV,V}$
$\sigma_{V,VI}$	90°	+1,0000	0	0,7731		a_{IV}

$$e = 1,0396 \quad e^2 = 1,0808$$

$$f = 2,2380 \quad f^2 = 5,0086$$

Tablica 8

	$\sin^2 \sigma$ lub $\cos^2 \sigma$	$k \cdot a^2$		$\cos^2 \sigma$ lub $\sin^2 \sigma$	$k \cdot a^2$
$4 \sin^2 \sigma_{I,II} \cdot m^2$	0,1526	4,0000	$4 \cos^2 \sigma_{I,II} \cdot m^2$	0,8473	4,0000
$3 a_I^2 \cdot \sin^2 \sigma_{II,III} \cdot m^2$	0,7795	0,6066	$3 a_I^2 \cdot \cos^2 \sigma_{II,III} \cdot m^2$	0,2204	0,6066
$2 a_{II}^2 \cdot \sin^2 \sigma_{III,IV} \cdot m^2$	0,3960	1,6410	$2 a_{II}^2 \cdot \cos^2 \sigma_{III,IV} \cdot m^2$	0,6039	1,6410
$a_{III}^2 \cdot \sin^2 \sigma_{IV,V} \cdot m^2$	0,0760	0,1511	$a_{III}^2 \cdot \cos^2 \sigma_{IV,V} \cdot m^2$	0,9241	0,1511
$m_{a_I}^2 \cdot \cos^2 \sigma_{II,III}$	0,2204	0,9567	$m_{a_I}^2 \cdot \sin^2 \sigma_{II,III}$	0,7795	0,9567
$m_{a_{II}}^2 \cdot \cos^2 \sigma_{III,IV}$	0,6039	8,4234	$m_{a_{II}}^2 \cdot \sin^2 \sigma_{III,IV}$	0,3960	8,4234
$m_{a_{III}}^2 \cdot \cos^2 \sigma_{IV,V}$	0,9241	2,2508	$m_{a_{III}}^2 \cdot \sin^2 \sigma_{IV,V}$	0,0760	2,2508
			$m_{a_{IV}}^2$		

$$m_e^2 = 9,1059$$

$$m_f^2 = 21,5185$$

$$\frac{1}{e^2 + f^2} = \frac{1}{6,0894} = 0,1642$$

$$m_\varphi = \pm 0,1642 \sqrt{23,26 + 45,61} \quad m = \pm 0,1642 \sqrt{68,87} \quad m = \pm 1,36 \text{ m.}$$

Z porównania wyników otrzymanych z rozwiązania powyższych przykładów wynika, że na wielkość poprzecznego przesunięcia punktu końcowego łańcucha trójkątów praktycznie biorąc nie wpływa kształt trójkątów.

Przyjmując $m = \pm 5''$ otrzymamy dla podanych przykładów:

1) dla łańcucha składającego się z trójkątów równobocznych:

$$m_{\varphi} = \pm 5,49'' ,$$

2) dla łańcucha składającego się z trójkątów dowolnego kształtu:

$$m_{\varphi} = \pm 5,55'' ,$$

3) dla łańcucha składającego się z trójkątów wydłużonego kształtu:

$$m_{\varphi} = \pm 6,80'' .$$

Wielkość liniowego poprzecznego przesunięcia punktu końcowego łańcucha trójkątów względem punktu początkowego wynosi

$$m_p = \pm \frac{2L}{\rho''} \cdot m''_{\varphi} .$$

Założymy, że punkty I i VI leżą w osi prostoliniowego tunelu. Liniowa wielkość m_p poprzecznego przesunięcia osi przodka tunelu spowodowana błędami osnowy geodezyjnej na powierzchni, wyniesie:

$$m_p = \pm \frac{L}{\rho''} \cdot m''_{\varphi} ,$$

gdzie $2L$ odległość punktów I—IV.

W przypadku gdy wyliczone m_p przekroczy wielkość dopuszczalną, musimy zwiększyć dokładność pomiaru kątów lub posłużyć się azymutami.

РЕЗЮМЕ

Реализация проекта строительства туннеля а часто и метро а так же и других инженерно-промышленных работ опирается на геодезическую основу, состоящую из цепи треугольников.

При строительстве туннелей, метро, проходок в шахтах и т. п., которые прокладываются с противоположных сторон на встречу, необходимо, знать предполагаемую точность поперечной, продольной (по оси прохода) и вертикальной встречи.

Наиболее опасными являются поперечные к оси и вертикальные ошибки. Эти последние очень просто определяются из нивелирования. В данном случае речь идет об определении величины влияния ошибок измерения триангуляционной сети на величину полного поперечного сдвига, что сводится прежде всего к определению ошибки m_{φ} (угла φ между проектируемой осью туннеля и ближайшей к оси туннеля стороной последнего треугольника цепи).

Величина поперечного сдвига конечной точки цепи треугольников по отношению к начальной точке выражается формулой;

$$m_p = \pm \frac{2L}{\rho''} \cdot m''_{\varphi} .$$

в которой: $2L$ — расстояние между начальной и конечной точками цепи.

RÉSUMÉ

La réalisation du projet de construction d'un tunnel, et souvent d'un métro, ainsi que d'autres pareils travaux industriels est basée sur la chaîne géodésique composée des triangles. Pendant la construction des tunnels, des métros, des tranchées dans les mines et autres travaux, lesquels sont menés des deux bouts opposés — la connaissance de l'exactitude de la rencontre (perçement) prévue transversale, oblongue (dans l'axe du perçement) et verticale est une chose indispensable.

Les erreurs du perçage transversal à l'axe aussi que les erreurs du perçage vertical sont les plus dangereuses.

Ces dernières cependant sont très faciles à déterminer par le nivellement. Dans le cas cité il s'agit de déterminer l'importance de l'influence des erreurs qu'on commet en effectuant la triangulation de la chaîne et de son influence sur la grandeur d'un déplacement transversal total. Cela se réduit tout d'abord à la détermination d'une erreur m_φ (de l'angle φ , qui est formé par le côté le plus proche de l'axe du tunnel du dernier triangle de la chaîne avec l'axe projeté du tunnel).

La grandeur du déplacement transversal du point final de la chaîne de triangles par rapport au point initial est:

$$m_p = \pm \frac{2L}{\varphi''} \cdot m_\varphi''$$

dont: $2L$ — distance entre le point initial et le point final de la chaîne.

Wojciech Krzeziński

Geodezyjny Instytut Naukowo-Badawczy

O niektórych problemach opracowania mapy izogon Polski

Opracowanie możliwie jak najdokładniejszej mapy izogon dla Polski — jedno z zadań, jakie w tej chwili przed nami stoją — jest zagadnieniem obszernym, dość złożonym i nie może być wyczerpująco omówione w ramach jednego artykułu. Celem niniejszej pracy jest próba analizy pewnego fragmentu tego zadania, jakim jest wybór najodpowiedniejszej skali opracowania kartograficznego, oraz przyjęcie odpowiedniej gęstości sieci punktów pomiarowych.

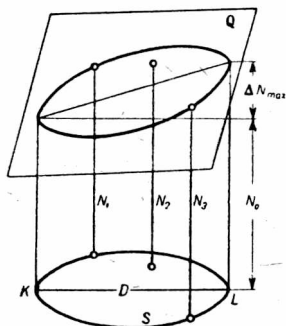
W każdym zagadnieniu geofizycznym, które mamy opracować kartograficznie, występuje na tle charakteru geofizycznego zdejmowanego obszaru problem właściwego stosunku dokładności zdjęcia i skali opracowania a także właściwej gęstości wykonywanych pomiarów. Zadaniem naszym powinno być takie dobranie tych wielkości, ażeby z jednej strony otrzymać jak najwyższy efekt techniczny i naukowy, a z drugiej jak największą ekonomię kosztów wykonania zdjęcia.

Za punkt wyjścia do naszej analizy posłuży nam praca znanego geofizyka radzieckiego P. P. Łazariewa, „O obszczich principach geofizycznej kartografii“, opublikowana po raz pierwszy w r. 1940 w „Izwiestjach Akademii Nauk SSSR, sjerija Geograficzeskaja i Geofiziczeskaja“, a następnie w „Soczinienija tom III, Geofizyka“ — Moskwa 1950 r. Omówmy bliżej najbardziej interesujące nas zagadnienia przedstawione w tej pracy.

Przypuśćmy, że w określonym punkcie powierzchni Ziemi została pomierzona pewna wielkość geofizyczna N . Nanosząc ten punkt na mapę przez oznaczenie go tuzsem czy przez odkłucie, otrzymamy w efekcie na płaszczyźnie mapy nie punkt geometryczny, ale pewien wymierny zbiór punktów. W przybliżeniu będzie to pewne kółeczko σ o średnicy δ . Kółeczku temu na poziomej powierzchni Ziemi (poziomość tej powierzchni możemy przyjąć bez szkody dla dalszych naszych rozważań) odpowiadać będzie pewne koło S o średnicy D , którego wielkość zależeć będzie od skali mapy przez nas użytej. Ażeby naszemu punktowi na mapie, czyli kółeczku σ , odpowiadała tylko jedna wartość N , trzeba, ażeby wewnątrz koła S wszystkie wykonane pomiary różniły się tylko w granicach błędu

zastosowanej metody pomiarowej. Inaczej mówiąc, maksymalna zmiana wielkości N w granicach koła S powinna być równa lub mniejsza od dopuszczalnego średniego błędu pomiaru.

Rzeczywiste wartości N zmieniają się wewnątrz koła S w sposób ciągły. Gdybyśmy narysowali koło S na płaszczyźnie i z każdego jego punktu



Rys. 1

wystawili prostopadłe, które by w pewnych jednostkach odpowiadały rzeczywistej wartości N w tym punkcie, to końce tych prostopadłych utworzyłyby pewną powierzchnię. Przy małych zmianach N i odpowiednio małym D powierzchnia ta będzie bliska płaszczyźnie Q (rys. 1). Jeżeli przeprowadzimy KL prostopadłe do krawędzi przecięcia się płaszczyzny Q z płaszczyzną poziomą, na której narysowaliśmy koło S , to na tej średnicy zmiana wielkości N osiągnie wartość maksymalną — ΔN_{\max} . Jeżeli pomiar nasz będzie wykonany metodą, przy której błąd pomiaru nie będzie mniejszy od ΔN_{\max} , to wszystkie otrzymane wewnątrz koła S wyniki praktycznie można uważać za równe sobie.

Błąd względny wyrazi się wzorem:

Błąd względny wyrazi się wzorem:

$$F = \frac{\Delta N_{\max}}{N_0}.$$

Gradient poziomy wielkości N wzdłuż średnicy KL (a więc maksymalny gradient poziomy) wyniesie:

$$G = \frac{\Delta N_{\max}}{D},$$

a gradient względny

$$G_w = \frac{\Delta N_{\max}}{DN_0}. \quad (1)$$

Wprowadzając wielkość δ będziemy mieli:

$$G_w = \frac{\Delta N_{\max}}{N_0} \cdot \frac{\delta}{D} \cdot \frac{1}{\delta},$$

gdzie $\frac{\Delta N_{\max}}{N_0}$ jest błędem względnym pomiaru — F , a $\frac{\delta}{D}$ skalą mapy M .

Możemy więc to wyrazić w sposób następujący:

$$G_w = FM \cdot \frac{1}{\delta} \quad (2)$$

lub

$$F = \frac{G_w \delta}{M}. \quad (3)$$

Podkreślmy, iż wyrażenia δ nie można utożsamiać jedynie z wielkością nakłucia czy naznaczenia punktu na mapie. Jest to jednocześnie dokładność kartowania punktu, wielkość zazwyczaj wielokrotnie większa, a zależna przede wszystkim od skali i rodzaju użytej mapy i dokładności wyznaczenia współrzędnych punktów.

Wzór (3) wyraża maksymalną dokładność pomiaru, który przy danej skali mapy i danym maksymalnym gradiencie poziomym względnym dla danego punktu P daje nam tylko jedno znaczenie N . Błąd względny F wyrażony za pomocą wzoru (3) nazywa Łazariew „racjonalnym błędem metody pomiarowej“.

Jak widzimy, błąd racjonalny rośnie ze zmniejszeniem się skali mapy i zwiększeniem się gradientu poziomego, a maleje wraz ze zwiększeniem się dokładności naniesienia punktu na mapę (wraz ze zmniejszeniem się δ). Przy użyciu więc tej samej mapy jako podkładu do opracowania wyników możemy w terenach o większym gradiencie poziomym użyć mniej dokładnej metody pomiarowej bez szkody dla dokładności ostatecznego opracowania.

Tak więc dysponując pewnym materiałem obserwacyjnym o charakterze wywiadowczym czy studium wstępnego, możemy dobrać bądź przy określonej skali opracowania wybór odpowiednio dokładnej metody pomiarowej, bądź też dla danej metody — należytą skalę mapy podkładowej.

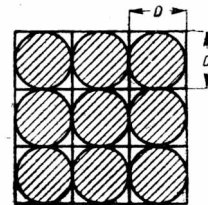
W dalszym ciągu należy rozwiązać zagadnienie gęstości sieci punktów pomiarowych. Przede wszystkim ustalimy jej graniczną gęstość.

Założmy, iż punkty pomiarowe leżą w środkach kwadratów pokrywających cały zdejmowany obszar, a których boki równe są średnicy D koła odpowiadającego średnicy δ kółka na mapie, wyrażającego punkt P , w którym dokonano pomiaru.

Graniczną gęstość osiągnęlibyśmy wtedy, gdybyśmy w środku każdego z kwadratów wykonali pomiar. Nasza mapa pokryłaby się wtedy stykającymi się wzajemnie kółkami o średnicy δ wyobrażającymi nasze punkty. Rysunek 2 przedstawia nam ten obraz w powiększeniu.

Jeżeli gęstość będziemy chcieli wyrazić w ilości punktów na kilometr kwadratowy, to otrzymamy:

$$n = \frac{1}{D^2}, \quad (4)$$



Rys. 2

przy czym D musi być wyrażone w kilometrach.

Jasne jest, iż w takim przypadku nie można mówić o dalszym kartograficznym opracowaniu wyników. W związku z tym Łazariew wpro-

wadza pojęcie „gęstości racjonalnej“ przyjmując, że średnica δ wynosi 1 mm i że punkty na mapie leżą w odległości 10 mm jeden od drugiego.

$$n' = \frac{1}{10^2 D^2}. \quad (5)$$

Wyrażmy gęstość racjonalną w funkcji gradientu poziomego i błędu względnego pomiaru.

Ponieważ

$$G_w = \frac{\Delta N_{\max}}{N_0} \cdot \frac{1}{D}$$

a

$$\frac{\Delta N_{\max}}{N_0} = F,$$

więc

$$D = F / G_w$$

i

$$n' = \frac{G_w^2}{10^2 F^2}. \quad (6)$$

Możemy również n' uzależnić od skali mapy M :

$$n' = \frac{1}{10^2 D^2} \cdot \frac{\delta^2}{\delta^2} = \frac{\delta^2}{D^2} \cdot \frac{1}{(10\delta)^2},$$

przy czym $\frac{\delta}{D}$ jest równe skali mapy M , a 10δ jest odległością, w jakiej od siebie leżą punkty na mapie. Wyrażenie $10\delta = d$ podajemy w kilometrach i ostatecznie

$$n' = \frac{M^2}{d^2}. \quad (7)$$

Jak widzimy, gęstość rośnie w stosunku kwadratowym do skali opracowania kartograficznego.

Wzory powyższe mają bardzo ważne znaczenie nie tylko naukowe czy techniczne, ale przede wszystkim ekonomiczne. Łazariew podaje konkretne przykłady nieracjonalnego i zbyt kosztownego zdjęcia nie dającego należytego efektu. Będzie to miało miejsce w przypadku zastosowania zbyt gęstej sieci punktów albo zbyt dokładnej i nieekonomicznej metody pomiaru, której wyniki zostaną następnie obniżone przez użycie niewłaściwej skali opracowania.

Przystępując do konkretnego zadania — zastosowania powyższych prawideł przy projektowaniu opracowania mapy izogon dla Polski — zauważymy jeszcze, że błąd względny F w przypadku zdjęcia deklinacji magnetycznej nie jest dobrym wskaźnikiem jego dokładności. Użycie błędu względnego do jakiegokolwiek analizy w przypadku pomiarów geo-

fizycznych jest możliwe tylko tam, gdzie maksymalny gradient na całym obszarze zdjęcia wyraża się małym procentem wartości samego pola. W przypadku zdjęcia deklinacji na terenie naszego kraju wynosi on aż kilkaset procent, a w niektórych miejscach jest nawet nieokreślony. Wzory nasze zostaną nadal aktualne, jeśli w miejscu błędu względnego F i gradientu względnego G_w podstawimy bezwzględne wartości f i G .

W celu zastosowania wzorów należy ustalić przede wszystkim wartość poszczególnych wyrażeń wchodzących w ich skład. Po pierwsze zastanówmy się nad dokładnością pomiaru deklinacji magnetycznej i redukcji tej wartości do określonej epoki, dla której opracowujemy naszą mapę.

Jak wiemy, pomiar deklinacji składa się z wyznaczenia azymutu astronomicznego i azymutu magnetycznego, przy czym

$$D = A_{\text{astr.}} - A_{\text{magn.}}$$

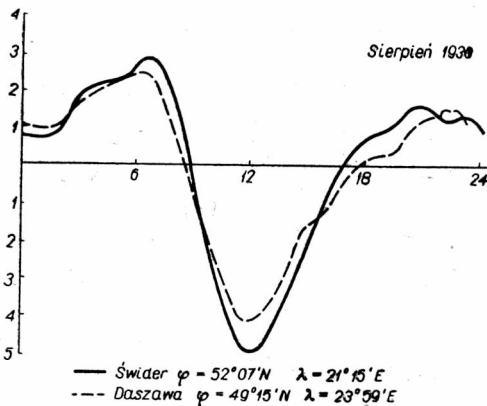
Zagadnienie dokładności wyznaczenia azymutu astronomicznego jest proste i nie będziemy go na tym miejscu bliżej omawiali. Bez względu na to, czy wyznaczymy go jedną z powszechnie stosowanych metod astronomicznych (pomiaru odległości zenitalnej słońca lub kąta godzinowego słońca), czy w oparciu o punkty o znanych współrzędnych bądź o kierunek azymutalny sieci triangulacyjnej, łatwo możemy osiągnąć dokładność równą co najmniej nominalnej dokładności odczytu koła poziomego. Wynosi ona w większości stosowanych przez nas teodolitów magnetycznych $0,5'$.

Znacznie bardziej skomplikowana jest sprawa dokładności wyznaczenia azymutu magnetycznego i redukcji pomiarów do określonej epoki, czyli uwzględnienia zmian dziennych, rocznych i wiekowych deklinacji. Jak wykazują porównania pomiarów dokonanych w Świdrze instrumentami polowymi z zapisami wariografów obserwatorium, dokładność wyznaczenia południka magnetycznego wszystkimi typami instrumentów używanymi przez nas przy zdjęciu deklinacji leży w granicach $\pm 1'$. Taka byłaby więc dokładność wyznaczenia deklinacji, gdyby jej wartość nie ulegała stałym zmianom w czasie lub gdyby przebieg tych zmian był na całym zdejmowanym przez nas obszarze jednakowy. Jak wiemy jednak, jest to zjawisko bardzo skomplikowane i do dzisiejszego dnia właściwie nie wyjaśnione całkowicie. Różnorodny charakter, jaki przybiera ono w poszczególnych przypadkach i regionach, oraz stosunkowo mała znajomość jego przebiegu dodatkowo obniża dokładność otrzymywanych przez nas wyników.

Przyjrzyjmy się, jak wygląda nasze postępowanie przy opracowywaniu obserwacji i redukowaniu ich do jakiejś jednej przyjętej epoki. Uwzględniając zmiany dobowe i usuwając ich wpływ na poszczególne odczyty serii pomiarów na danym punkcie, opieramy się na wynikach

zanotowanych w postaci krzywej dobowej wariografów Obserwatorium w Świdrze. Tym samym musimy założyć, że zmiany te są w tych dwóch różnych miejscach takie same, a przynajmniej w pewnych okresach przebiegają równolegle. Wprowadzając odpowiednio utworzone na podstawie wymierzenia krzywych poprawki, redukujemy wszystkie obserwacje danej serii do jednego momentu, zazwyczaj będącego początkiem obserwacji. W ten sposób powinniśmy otrzymać poszczególne wyniki uwolnione od wpływu zmian dobowych, a obarczone jedynie błędami przypadkowymi. Ma to miejsce na pewno wtedy, gdy wykonujemy pomiar w bezpośredniej bliskości Obserwatorium w Świdrze. W miejscach znacznie od Świdra oddalonych, jak możemy stwierdzić na podstawie bogatego materiału obserwacyjnego, napotykamy niejednokrotnie na pewne trudności. Obok obserwacji, które redukcja względem Świdra niewątpliwie „poprawia“, znajdują się takie, które wprowadzone poprawki wyraźnie „psują“.

Jak wiemy, amplituda zmian dziennych zmienia się wraz z szerokością geograficzną (rośnie wraz z nią), a także — jak się wydaje — jest ona w pewien sposób związana z właściwościami magnetycznymi danego regionu. Wskazuje na to fakt częściej spotykanych trudności przy redukowaniu pomiarów wykonanych na terenach zakłóconych (np. Pomorze) niż na terenach magnetycznie spokojnych. Nie wiemy dokładnie, jakiego rzędu mogą być różnice amplitud ruchu dobowego na obszarze Polski. Dla przykładu przytoczymy dwie krzywe dobowe dla Świdra i Daszawy, gdzie swojego czasu była uruchomiona stacja magnetyczna, przeniesiona następnie do Janowa. Krzywe poniższe zostały zestawione na podstawie



Rys. 3

danych zawartych w następujących publikacjach: Stanisław Kalinowski, „Wyniki spostrzeżeń magnetycznych w Świdrze“, Warszawa 1946, oraz Edward Stenz, „Deklinacja magnetyczna na Podkarpaciu“.

Krzywe te obrazują różnice pomiędzy wartością średnią, a wartościami w poszczególnych godzinach.

Jak widzimy, maksymalna różnica pomiędzy obiema krzywymi wynosi około 0,9'. Ponieważ, jak już wspomnieliśmy, jest

to krzywa średnia dla wszystkich dni danego miesiąca, więc w poszczególnych dniach różnice pomiędzy obiema krzywymi mogą być większe.

Na podstawie powyższego przykładu wydawałoby się, że dla krótkiego okresu czasu, w jakim wykonujemy jedną serię obserwacji, moglibyśmy założyć równoległość przebiegu zmian na obu punktach. Miałoby to zasadnicze znaczenie dla poprawności przeprowadzanych przez nas redukcji do jednego momentu a także pozwalałoby na dobrą i pewną kontrolę jakości obserwacji. Niewątpliwie dla znacznej większości obserwacji założenia takie wydają się być najzupełniej słuszne. Niemniej jednak, jak już wspominałem, szereg wyników otrzymanych w różnych regionach kraju wskazuje na to, że równoległość przebiegu zmian, nawet w bardzo krótkim okresie czasu, nie zawsze ma miejsce. W posiadanym materiale spotykamy takie obserwacje, w których zachowanie się magnesu wskazuje na wyraźne zakłócenie krótkookresowe o amplitudzie paru minut, podczas gdy w tym samym czasie wariografy w Świdrze rejestrują spokojny przebieg zmian. Być może, iż niezależnie od wybitnie lokalnego charakteru zakłócenia na brak jego uwidocznienia się na wariogramach wpływa duży, jak się wydaje, moment bezwładności magnesu wariografu. Wpływa może na to również jeszcze i to, że Obserwatorium w Świdrze położone jest stosunkowo blisko elektrycznej kolei Warszawa—Otwock i zapisy jego są zniekształcane wpływem prądów błędzących. Magnetoqramy są do pewnego stopnia rejestrem przebiegających w pobliżu pociągów. Oscylacje wywołane prądami błędzącymi (o amplitudzie ok. 1' lub nawet niekiedy większej) utrzymują się dłuższy czas po przejściu pociągu, co właśnie wskazywałoby na stosunkowo duży moment własny magnesu. Wykreślanie krzywej wypadkowej w celu wymierzania zmian bez wpływu prądów błędzących pozwoli w takim przypadku tylko na częściowe poprawienie wyniku:

Byłoby rzeczą ciekawą zestawić, podobnie jak to uczyniliśmy wyżej z krzywymi średnimi dla jednego miesiąca, szereg krzywych dziennych dla różnych okolic Polski. Niestety, materiały stacji czynnych przed wojną w Polsce zostały w czasie wojny zniszczone. Ocalały jedynie materiały Obserwatorium w Świdrze. Być może, iż uda się jednak odtworzyć pewną ograniczoną ilość krzywych z byłego obserwatorium w Mikołowie i wtedy do tematu tego jeszcze powrócimy.

Zobaczmy dalej, jaki wpływ mają przytoczone fakty na dokładność ostatecznego naszego wyniku, który podlega skartowaniu.

Po zredukowaniu danej serii do jednego momentu i obliczeniu średniej wartości deklinacji na ten moment znajdujemy różnicę wartości deklinacji w danym punkcie i w Świdrze.

$$\Delta = D_{\text{punktu}} - D_{\text{Świdra}}$$

Przy pełnej równoległości przebiegu zmian dobowych w Świdrze i w danym punkcie pomiarowym Δ otrzymane z poszczególnych serii róż-

niłyby się od siebie w granicach błędów pomiarowych. Jak widzimy już jednak z przytoczonego wykresu dla Daszawy i Świdra, Δ otrzymane z serii wykonanej o godz. 9³⁰ i 12⁰⁰ różnić się będą o 0,8'. Jeszcze raz podkreślamy, iż w poszczególnych dniach różnice te mogą być znacznie większe. Rzeczywiście takie przypadki obserwujemy w posiadanym przez nas materiale polowym. Odchyłki pomiędzy poszczególnymi wartościami Δ prawie nigdy nie przekraczają 2'. Niestety, nie może to dla nas być dostatecznie miarodajne, ponieważ dwie serie, jakie na ogół wykonujemy, na każdym punkcie następują po sobie w bardzo krótkim odstępie czasu (od 0,5 do 1 godz.).

Otrzymane w ten sposób Δ dodajemy do wartości średniej rocznej obliczone dla Obserwatorium w Świdrze i dochodzimy ostatecznie do wartości D dla danego punktu, zredukowanej na daną epokę. Podobnie jak poprzednio, musimy przy tym założyć jednakowy przebieg zmiany rocznej w różnych okolicach naszego kraju.

Dodatkowo komplikuje się sprawa, jeżeli redukujemy obserwacje nie do epoki tego samego roku, w którym zostały one wykonane. Wynika to ze słabej znajomości przebiegu zmian wiekowych na terenie całego kraju. W naszym konkretnym przypadku wszystkie obserwacje na terenie całego kraju wykonane będą w ciągu stosunkowo krótkiego okresu czasu (trzy lata), a ponadto w roku ostatnim planujemy powtórzenie pomiarów na niektórych punktach w celu ustalenia możliwie dokładnych zmian. Wreszcie staramy się wykonać pomiar na możliwie jak największej ilości punktów, na których deklinacja była kiedykolwiek wyznaczona. Niewątpliwie będziemy wówczas posiadali dostateczny, a nawet znaczny materiał, który pozwoli na opracowanie wystarczająco dokładnej mapy izogon deklinacji.

Zestawiając wszystko to co powiedzieliśmy powyżej, zauważmy, że na błąd obliczonej i zredukowanej deklinacji składać się będą następujące czynniki:

błąd wyznaczenia azymutu astronomicznego	— $m_{A_a} = \pm 0,5'$,
błąd wyznaczenia azymutu magnetycznego	— $m_{A_m} = \pm 1,0'$,
błąd redukcji ze względu na zmiany dobowe	— $m_{V_D} \cong \pm 1,0'$,
błąd redukcji ze względu na zmiany roczne	— $m_{V_A} \cong \pm 1,0'$.

Przyjęcie takich wartości dla dwóch ostatnich błędów wydaje się być możliwie bliskie rzeczywistości. Traktując je jako błędy przypadkowe znajdziemy ostatecznie

$$m_D = \pm \sqrt{m_{A_a}^2 + m_{A_m}^2 + m_{V_D}^2 + m_{V_A}^2} = \pm \sqrt{3,25} = \pm 1,8' \cong \pm 2'.$$

Będzie to średni błąd wyznaczenia deklinacji punktu w naszej sieci pomiarowej. Błąd graniczny będzie odpowiednio wyższy, co zmusza nas

do zachowania pewnej ostrożności przy interpretacji opracowywanego materiału.

Ustalmy teraz wielkość wyrażenia δ . Pomiary nasze lokalizujemy na mapach 1 : 100 000, na których następnie odczytujemy szerokość i długość geograficzną miejsca obserwacji. Dokładności lokalizacji, to jest naniesienia punktu na mapę, przy prawidłowym obiorze punktu, to znaczy przy dobrym tzw. związaniu go z mapą, wyniesie około $\pm 0,5$ mm. Na mapach o skali mniejszej będzie to już jedynie zależne od dokładności kartowania i w żadnym przypadku δ nie będzie większe od 1 mm.

Przejdźmy wreszcie do ustalenia wielkości gradientu poziomego. Musimy w tym celu posłużyć się jakimś już istniejącym materiałem, traktując go jako materiał wywiadowczy. Najwygodniejszym materiałem w takim przypadku byłoby istniejące już gotowe opracowanie mapowe naszego kraju, na którym ustalenie maksymalnego gradientu byłoby najłatwiejsze.

Z nowszych opracowań mamy dwie mapy izogon, obejmujące cały interesujący nas obszar: wydawnictwo Obserwatorium w Świdrze — Zofia Kalinowska, „Izogony w Polsce na rok 1947 (1 : 2 000 000)“ oraz mapa izogon Europy środkowej na rok 1945, zawarta w t. III Landolt-Börnstein, „Astronomie und Geophysik“, str. 419 (1 : 5 000 000). Celowo ograniczymy się do tych dwóch pozycji, pomijając szereg innych bardzo cennych materiałów, ponieważ dokładniejsza analiza tego zagadnienia nie byłaby w tym miejscu celowa.

Obie mapy nie stanowią jednolitego co do wartości materiału. Opracowanie poszczególnych okolic jest bardzo różne, przy czym mapa podana przez Landolta pomimo mniejszej skali robi wrażenie opracowanej na podstawie znacznie większego materiału,

Na ich podstawie od razu możemy stwierdzić, że jednakowo dokładne opracowanie całego obszaru Polski wymagać będzie podkładu mapowego w różnych skalach. Wynika to z bardzo różnorodnego charakteru magnetycznego poszczególnych regionów. Wyróżnić możemy przede wszystkim obszar magnetycznie spokojny, o niewielkich jedynie anomaliach lokalnych o małej amplitudzie, położony na południe i zachód od linii Kołobrzeg—Lublin. Gradient poziomy na tym obszarze będzie się nieznacznie wahał; około 0,5/1 km. Na północny wschód od tej linii leżą tereny o bardzo znacznym zróżnicowaniu przebiegu izogon, co zresztą nie znalazło dostatecznego odzwierciedlenia na mapie Kalinowskiej i gdzie jej interpretacja budzić musi poważne zastrzeżenia przy porównywaniu z innymi materiałami (np. St. Pawłowski, „Anomalie magnetyczne w Polsce“, PIG, Warszawa 1947). Na całym tym obszarze średni gradient maksymalny wynosić będzie około 5/1 km. Osobno musimy uwzględnić obszar Pojezierza Mazurskiego o wyjątkowo skomplikowanym przebiegu

pola magnetycznego, gdzie maksymalny gradient poziomy może niekiedy przekraczać wartość 1⁰/1 km. Wydaje się więc celowe wydzielić dla pierwszego opracowania obszar o gradiencie 20' /1 km, by możliwie dokładnie zorientować się w zagadnieniu.

Obecnie możemy przystąpić do zastosowania omówionych uprzednio wzorów:

$$M = \frac{G \cdot \delta}{f} \quad n' = \frac{G^2}{10^2 f^2}$$

przyjmując

$$f = \pm 2' \quad \delta = 1 \cdot 10^{-6} \text{ km}$$

G	M	n'
0,5'/1 km	1 : 4 000 000	1/1600 km ²
5'/1 km	1 : 400 000	1/16 km ²
20'/1 km	1 : 100 000	1/1 km ²

Oczywiście takie potraktowanie sprawy skali opracowania mapy i gęstości punktów dla całego obszaru Polski jest zbyt schematyczne. Niemniej jednak daje nam ono zasadniczy pogląd na to zagadnienie.

Niewątpliwie będziemy się starali opracować całą mapę w jednej, przeciętnie najbardziej celowej skali. Tym samym będziemy musieli pewne okolice opracowywać w skali znacznie większej, niż tego wymaga konieczność utrzymania założonej dokładności. Na pewnych obszarach w pierwszym etapie naszej pracy otrzymamy wyniki zbyt mało dokładne, co doprowadzi, być może, do znacznej generalizacji przebiegu izogon i zmusi nas do mniej gęstego ich poprowadzenia.

W powyższym wywodzie największe wątpliwości budzić może zagadnienie obliczonej gęstości zdjęcia. Pojęcie gęstości racjonalnej wprowadzone zostało w sposób automatyczny. Musimy bowiem pamiętać, iż gęstość zdjęcia zależy nie tylko od wielkości gradientu poziomego, ale również od jego zmienności. Dlatego też obliczoną w ten sposób gęstość zdjęcia dla większych obszarów musimy traktować jako przybliżoną, a przy projektowaniu zdjęcia tak wykorzystywać wszystkie posiadane materiały, ażeby przy minimalnej ilości punktów otrzymać jak najlepsze wyniki.

Jest rzeczą jasną, że w tak krótkim czasie, w jakim planujemy opracowanie pierwszego wydania mapy izogon, nie będziemy w stanie na obszarze Pojezierza Mazurskiego nawet w przybliżeniu osiągnąć takiej gęstości, jaką obliczyliśmy w tab. 1. Wyłaniałoby się więc zagadnienie zastosowania na tym terenie innej, mniej dokładnej metody pomiarowej. Problem polega na tym, że w naszych specyficznych warunkach (niezabudowana sieć triangulacyjna) zastosowanie takiej mniej dokładnej me-

tody nie dałoby żadnego efektu ekonomicznego. Ponadto w przyszłości nie zaprzestaniemy prac nad zagadnieniem deklinacji w Polsce i z czasem zagęścimy naszą sieć na tyle dostatecznie, aby na terenie całego kraju posiadać materiał jednorodny co do jego dokładności. Redukcję obecnych pomiarów na dalsze epoki będzie można wykonać — jak już wspomnieliśmy — w dostatecznie dokładny sposób, jeżeli tylko obserwacje na odpowiedniej ilości punktów powtórzymy w różnych latach.

РЕЗЮМЕ

Опираясь на формулы, приведенные П. П. Лазаревым в статье разбирается связь, заходящая между масштабом составляемой карты, горизонтальным градиентом и точностью измерения.

Рассматривается тоже понятие густоты рациональной сети пунктов. В статье проведен анализ значений отдельных выражений, входящих в приведенные формулы в случае составления карты изогон Польши.

Рассматривая характер изменений склонения на землях Польши, получено значение ср. кв. ошибки склонения, приведенного к данной эпохе, равно $2'$. Характерные горизонтальные градиенты для отдельных районов имеют значение соответственно: $0,5'/1$ км, $5'/1$ км и $20'/1$ км. Для отдельных градиентов рассчитано масштаб карты и густоту сети.

В заключение автор констатирует, что в первом издании карты нельзя будет получить на всей территории достаточно точных результатов; это будет зависеть от технических возможностей. В следующих изданиях будет иметь место, несомненно, прогресс в направлении получения однородно точного материала для всей территории Польши.

RÉSUMÉ

En se basant sur les méthodes élaborées par P. P. Lazariw, l'auteur de l'article décrit les rapports qui ont lieu entre l'échelle de la carte élaborée, de même qu'entre le gradient horizontal d'une part et l'exactitude de mesure — d'autre part. Il discute aussi la notion de densité rationnelle du réseau de points dans lesquels on a effectué les mesures. En plus l'auteur analyse les valeurs des termes particulières, lesquelles entrent dans les formules données en cas d'élaboration de la carte des isogones de la Pologne.

Examinant le caractère des changements de la déclinaison sur les terrains de la Pologne on a obtenu une erreur moyenne de déclinaison réduite pour l'époque particulière égale à $- 2'$. Les gradients horizontaux caractéristiques pour les terrains particulier s'élèvent respectivement à: $0,5'/1$ km, $5'/1$ km et $20'/1$ km.

Pour chaque gradient on a calculé l'échelle de carte et la densité du réseau de mesure.

En terminant, l'auteur constate, que dans la première édition de la carte une élaboration suffisamment précise ne pourra être obtenue sur tout l'étendue du pays. Ceci dépendra des possibilités techniques. Cependant dans les éditions suivantes on parviendra sans doute à un meilleur progrès en vue d'obtenir des données uniformément précises pour tout le territoire de la Pologne.

PRENUMERATA NA ROK 1954
CZASOPISM NAUKOWYCH
POLSKIEJ AKADEMII NAUK I TOWARZYSTW NAUKOWYCH
 wydawanych przez
PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

Tytuł	Ilość nr w roku	Prenumerata półroczna zł	Tytuł	Ilość nr w roku	Prenumerata półroczna zł
Acta Biochimica Polonica	4	30	Kosmos	6	21
Acta Geologica Polonica .	4	40	Kwartalnik Historyczny	4	30
Acta Geophysica Polonica	4	24	Kwart. Hist. Kult. Mat. .	4	30
Acta Microbiologica Pol.	4	20	Kwart. IPR + Sovietica	4	20
Acta Physica Polonica .	4	24	Kwartalnik Neofilolog. .	4	30
Archiwum Bud. Maszyn	4	30	Meander	10	25
Archiwum Hydrotechn. .	4	30	Myśl Filozoficzna . . .	4	30
Archiwum Górn. i Hutn.	4	30	Nauka Polska	4	40
Archiwum Elektrotechn.	4	30	Postępy Astronomii . .	4	10
Archiw. Mech. Stosow. .	4	30	Postępy Fizyki	4	20
Biul. PAN Wydz. II	4	10	Postępy Hig. i Med. Dośw.	4	24
Biul. PAN „ III	10	25	Przegląd Geograficzny .	4	20
Biul. PAN „ IV	4	10	Przegląd Historyczny .	4	24
Biul. PAN „ II	4	10	Przegląd Statystyczny .	4	24
Biul. PAN „ III	10	25	Przegląd Orientalist. . .	4	24
Biul. PAN „ IV	4	10	Roczniki Chemii	4	40
Chrońmy Przyrodę Ojcz.	6	12	Sprawozdania z Czynno-		
Ekologia Polska	4	14	ści i Prac PAN	4	20
Ekonomista	4	30	Wiadomości Archeolo-		
Folia Biologica	4	24	giczne	4	24
Geodezja i Kartografia .	4	20	Wszechświat	10	20

Organ. Min. Szkol. Wyższego i Głównego Zarz. Zw. Zaw. Nauczycielstwa Polskiego
 — **Życie Szkoły Wyższej** — 12 × w roku — 96 zł rocznie.

*

Przedpłatę na 2 półrocze 1954 r. należy przekazywać na konto **PKO Nr 1-110-28504** W-wa, PPK „Ruch“ z zaznaczeniem na blankiecie tytułu zamawianego czasopisma. Prenumeratę na 2 półrocze przyjmują do 10 czerwca br. także urzędy pocztowe i listonosze.

Pojedyncze numery do nabycia w kioskach „Ruchu“ lub u kolporterów zakładowych. Nakłady ograniczone. Regularną dostawę czasopism zapewni tylko prenumerata.

Informacji w sprawie prenumeraty opłacanej w kraju z zleceniem wysyłki za granicę udziela oraz zamówienia przyjmuje Oddział Wydawnictw Zagranicznych PPK „Ruch“ Sekcja Eksportu, Warszawa, Aleje Jerozolimskie 119, tel. 805-05.



TREŚĆ NUMERU

W pierwszej rocznicę śmierci prof. Edwarda Warchałowskiego	47
Błażej Dulian — Zmiany w położeniu osi obrotu lunety w teodolitach astronomicznych oraz sposób ich wyznaczenia	51
Wiesław Opalski — O niezależności runu mikrometrów optycznych od miejsca limbusu	75
Zygmunt Kowalczyk — Określenie wielkości poprzecznego prze- sunienia punktu końcowego łańcucha trójkątów względem punktu początkowego	84
Wojciech Krzemiński — O niektórych problemach opracowania mapy izogon Polski	97

СОДЕРЖАНИЕ

Б. Дулиян — Изменения в положении оси вращения трубы в астро- номических теодолитах	51
В. Опальски — О независимости „run” оптических микрометров от места лимба	75
З. Ковальчик — Содержание статьи „Определение величины попе- речного сдвига конечной точки цепи треугольников по отношению к начальной точке“	84
В. Кржемински — О некоторых проблемах составления карты изогон Польши	97

SOMMAIRE

B. Dulian — Les changements dans la position de l'axe de rotation de la lunette dans les théodolites astronomiques	51
W. Opalski — Indépendance du run des micromètres optiques de l'endroit du limbe	75
Z. Kowalczyk — Détermination de la grandeur du déplacement trans- versal du point final de la chaîne de triangles par rapport au point initial	84
W. Krzemiński — Certains problèmes concernant l'élaboration de la carte isogonique de la Pologne	97

Począwszy od dnia 12 kwietnia 1954 r. Dział pomiarów czasu Głównego Urzędu Miar nadaje za pośrednictwem rozgłośni „Polskiego Radia“ w różnych porach dnia sygnały dokładnego czasu.

Sygnał czasu składa się z 6 krótkich znaków fonicznych, z których ostatni przypada na pełnej godzinie. Dokładność sygnałów wynosi kilka setnych sekundy.

Cena 10 zł.