Über die Theorie der Gravitationsstrahlen. Von *H. Kreiser*.

Methode zur Bestimmung der Absorption des Erdinnern nach *Hansens* Theorie.

Vorausgesetzt seien absorbierbare Strahlen ohne Ablenkung.

Die gewöhnliche Methode bei Berechnung von Störungen, diese aus bekannten Größen zu berechnen, ist hier nicht anwendbar, da erstens die Dichteverhältnisse der Erde ganz unbekannt sind¹⁾ und man zweitens nicht weiß, ob das Absorptionsvermögen sich nach der Dichte richtet. Der Eisenkern der Erde kann sehr viel stärker, die Steinhülle sehr viel weniger, nicht merklich z. B., absorbieren, als der Dichte entspricht.

Herr *Bottlinger* rät in seiner Gravitationstheorie²⁾ »Man könnte verschiedene (Dichte-)Funktionen ausprobieren und die beste dann gelten lassen.« Weiter unten wird die Störung in mittlerer Länge durch die Absorptionskoeffizienten des Erdinnern dargestellt. Angenommen, die Gravitationsstrahlen existierten nicht und man ermittelte diejenigen Werte für die Absorptionskoeffizienten, welche die *Newcombschen* Abweichungen gut darstellen, was durch Vermehrung ihrer Anzahl zu erreichen ist, so ist gleichwohl möglich, daß die herauskommende Absorption nach dem Erdmittelpunkte ansteigt, also für geradlinige Ausbreitung zu sprechen scheint. Anders ist es, wenn die Form der Absorptionskurve bei erneuten Bestimmungen mit vielen Jahrzehnten Zwischenraum aus einer festen Gestaltung nicht mehr merklich herausrückt.

Ein scharfer Beweis für die Existenz von Strahlung ist es dagegen, wenn der Erdradius selbst in der unbegrenzten Reihe von Jahrzehnten theoretisch mit einer allmählich wachsenden Anzahl seiner Ziffern zutage tritt, wofern nur die partiellen Finsternisse in dem verflossenen Zeitraum, was im Laufe der Zeit zu erreichen ist, auch die kleinen, vollständig berücksichtigt werden, die Störungen genügend genau berechnet und für die Steinhülle eine merkliche Absorption zu ermitteln ist. Ist sie absorptionslos, so kann die fortschreitende Erdbodenwellenforschung vielleicht einmal eine Einzelheit, den Radius des absorbierenden Innenteils oder die Lage einer Diskontinuitätsfläche bestätigen, was dann ein neuer unabhängiger Nachweis für die Existenz der Strahlung wäre.

Eine Bestimmung der Absorption des Erdinnern durch Versuche, deren jedem eine besonders anzunehmende Schattenfunktion und ein besonders zu berechnendes System von Störungen entspricht, verursacht aber, da die Schattenfunktion eine Anzahl Parameter zu ihrer Darstellung braucht, wenn man definitive Werte für dieselben ausprobieren wollte, eine überaus große Arbeit, während eine direkte Bestimmung viel einfacher ist.

Eine Methode nun, sowohl für den Nachweis von Strahlung, wie für die direkte Bestimmung der Absorption

des Erdinnern, sobald erstere feststeht, ohne irgend eine Voraussetzung über die Beschaffenheit des Erdinnern, mit Ausnahme der Abhängigkeit vom Radius für sämtliche Körper, soll im folgenden dargelegt werden. Sie besteht kurz gesagt darin, mit Rücksicht auf die wahren Entfernungen (unter Annahme der Kugelgestalt von Sonne und Mond und mit den möglichstbesten Annahmen über ihre Dichtezunahme nach dem Mittelpunkt) das auftretende Integral, welches bis auf einen Faktor gleich der »Masse« des von der Linie Sonne—Mondmittelpunkt überstrichenen Querschnittes mit der Dicke τ (wenn nämlich die Erddichte der Absorption proportional wäre) ist, als Funktion des Querschnittabstandes vom Mittelpunkte aus den *Newcombschen* Abweichungen zwischen Theorie und Beobachtung nach der Methode der kleinsten Quadrate in sukzessiver Annäherung darzustellen.

§ 1. Die Bestimmung der Absorption des Erdinnern. Es sei E der Mittelpunkt der kugelförmigen Erde und die materiellen Punkte S und M Sonne und Mond, ferner E die im Punkte E auf ES senkrechte Ebene. Die Gerade MS schneide die Ebene E im Punkte F , der während der Finsternis die Sehne $-s_1 + s_1$ beschreibt. $-s_1 + s_1$ sind die Schnittpunkte dieser Sehne mit dem Kreise um E mit h_1 , etwas größer als der Erdradius R_0 . Alle Geraden von S durch den Kreis mit h_1 sind wegen der Kleinheit der Sonnenparallaxe ($8''.8$) senkrecht zur Ebene E . Das von E auf MS gefällte Lot h liegt daher ganz in der Ebene E . Ebenso das von E auf $-s_1 + s_1$ gefällte Lot, der Querschnittabstand h_0 . Sein Fußpunkt ist Nullpunkt für die Koordinate s , den Abstand des Punktes F vom Fußpunkt, positiv gerechnet in der Richtung der Bewegung relativ zum Schattenzentrum.

Ohne die Existenz der Erde wäre die anziehende Kraft der Sonne mit der Masse M auf die Masseneinheit im Mondmittelpunkte $k^2 M / \Delta^2$, worin $\Delta = MS$ ist. Die Abschwächung dieser nach MS gerichteten Kraft durch die zum

¹⁾ *Bottlinger*, Gravitationstheorie, Gekr. Preisschr. p. 21 Anm.

²⁾ a. a. O. p. 25 u.

Lot h gehörige Erdsehne auf MS betrage $2(k^2 M/\Delta^2) \cdot f(h)$, worin $f(h) ds dh_0$ bis auf einen Faktor die Masse der halben Erdsehne mit dem Querschnitt $ds dh_0$ wäre, wenn die Absorption der Dichte proportional wäre, was nicht vorausgesetzt werden soll.

Für die EM -Komponente der nach MS gerichteten störenden Kraft ergibt sich durch Multiplikation mit $\cos EMS$, da ohne Schaden für den Nachweis der Maximalwert von $\cos EMS [\cos(3.5 \times 16') = 0.9999] = 1$ gesetzt werden darf, der Wert $R^0 = 2(k^2 M/\Delta^2) \cdot f(h)$.

Die *Newcombschen* Abweichungen ergeben nun für alle Werte von h_0 , wie unten gezeigt werden wird, die Größe $\int_0^{s_1} f(h) ds$ oder die »Masse« des von MS überstrichenen Querschnittes (bis auf $1/4$, $dh_0 = 1$). Durch Unterteilung mit konzentrischen Kreisen um den Fußpunkt von h_0 ergibt sich der Wert der »Masse«

$$\begin{aligned} \int_0^{s_1} f(h) ds &= \int_{h_0}^{R_0} \rho \cdot (R^2 - h_0^2)^{-1/2} R dR \cdot 2 \sqrt{(R^2 - h_0^2)} \pi \\ &= 2\pi \int_{h_0}^{R_0} \rho R dR \end{aligned}$$

worin

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_0 + \rho_2 \cos \beta + \rho_4 \cos 2\beta + \dots + \rho_{2m} \cos m\beta \\ &\quad + \rho_1 \sin \beta + \rho_3 \sin 2\beta + \dots + \rho_{2m-1} \sin m\beta \\ \beta &= \pi(R/R_0) \end{aligned}$$

das Absorptionsvermögen, der erste Faktor das Sehnelement, der zweite der Umkreis ist.

Diese oder der Ausdruck

$$\begin{aligned} \int_0^{s_1} f(h) ds &= A_0 + A_2 \cos \alpha + A_4 \cos 2\alpha + \dots + A_{2n} \cos n\alpha \\ &\quad + A_1 \sin \alpha + A_3 \sin 2\alpha + \dots + A_{2n-1} \sin n\alpha \\ \alpha &= \pi(h_0/h_1) \end{aligned}$$

muß bei graphischer Darstellung für alle Werte von h_0 zwischen R_0 und h_1 oder dem größten Werte von EF verschwindend klein sein, wenn geradlinige Ausbreitung existieren soll. Der Wert von R_0 muß theoretisch um so genauer zutage treten, je länger der beobachtete Mondlauf ist und je mehr Koeffizienten A daher bestimmbar waren.

Betrachtet man den Fall von 2 superponierten homogenen Kugeln mit gemeinsamem Mittelpunkt, mit den Radien $r_2 > r_1$, dem großen Absorptionsvermögen ρ_1 und dem kleinen ρ_2 , also einem Abfall bei r_1 von $\rho_1 + \rho_2$ auf ρ_2 , dann endet die A -Kurve bei $h_0 = r_2$ und hat auf der einen Seite von r_1 die großen Werte $[\rho_1 \pi (r_1^2 - h_0^2) + \rho_2 \pi (r_2^2 - h_0^2)]$, auf der anderen die kleinen $[\rho_2 \pi (r_2^2 - h_0^2)]$; sie hat bei $h_0 = r_1$ 2 Tangenten, bei geeigneter Darstellung eine stark geneigte und eine schwach geneigte, also einen tiefen Einschnitt mit der Spitze bei r_1 .

Durch Vermehrung der Zahl der Kugeln gelangt man zur Stetigkeit mit einzelnen Diskontinuitäten und erkennt, daß die A -Kurve theoretisch zeigt:

1. ob Strahlung existiert, 2. wo sich eine Diskontinuität befindet, 3. wie groß ungefähr der Sprung ist. Indem sie das Verhalten der Gravitationsstrahlen zum Eisenkern und den Steinhüllen prüft, ist sie daher auch imstande, Licht auf die Natur derselben zu werfen.

Die wahre Größe des Sprunges und die ρ -Werte überhaupt liefert die vorhergehende Beziehung

$$\int_0^{s_1} f(h) ds = 1/4 \cdot 2\pi \int_{h_0}^{R_0} \rho R dR.$$

Da für die A -Funktion $\int_0^{s_1} f(h) ds$ auch an der Stelle eines

Einschnittes nur eine mehr oder weniger große Krümmung, nie aber eine wirkliche Unstetigkeit ermittelt wird, kann man sie für äquidistante, stellenweise genügend nahe, Werte von h_0 berechnen, das Differenzschema vervollständigen und numerisch den Differentialquotienten $1/2 \pi \rho R$ in einer Reihe berechnen, die nach Division mit $1/2 \pi R$ den Wert von ρ darstellt. Für die mittlere Abweichung erhält man hieraus eine absolute Bestimmung.

An jeder Stelle, wo die A -Kurve eine Unstetigkeit besitzt, hat die ρ -Kurve ihrer zwei. Sie ist also weitaus stetiger und, da sie mit Ausnahme der Größe von ρ alle Aufschlüsse gibt, die diese geben kann, die für die direkte Ermittlung geeigneter.

Zum Schlusse sei noch bemerkt, daß Herr *Bottlinger* etwas genauer gerechnet hätte, wenn er die der Abschwächung unterliegende Kraft mit Δ^{-2} oder, von r abgesehen, mit

$$R_0^{-2} \pi \odot^2 = 1/r'^2 = 1 + 2e' \cos g' = 1 + 0.034 \cos g'$$

multipliziert hätte, worin $r = EM$, $r' = ES$ und $\pi \odot$ die dreiziffrige Sonnenparallaxe ist. Bei einer einzelnen Finsternis macht dies 0-3.4% Fehler.

§ 2. Die Berechnung der Störungen. Ist g die mittlere Anomalie des Mondes, f die wahre, $n \delta z$ die *Hansensche* Störung der mittleren Länge, $\Sigma n Az$ die von den Finsternissen bis zur Zeit t herrührende, so ist nach *Newcombs* Transformation¹⁾

$$f = (e, g)_0 + (e, g)_1 [n \delta z + \Sigma n Az] + (e, g)_2 (n \delta z)^2 + \dots$$

indem es im 3. Gliede nicht mehr nötig ist, die durch den Faktor $(e, g)_2$ mit e multiplizierten Größen $(\Sigma n Az)^2$ und $2n \delta z \Sigma n Az$ gegen $e(n \delta z)^2$ mitzunehmen. Da mit Fortlassung der mit e^2 und höheren Potenzen von e multiplizierten Glieder $(e, g)_1 = 1 + 2e \cos g$, so ist die fragliche Störung von f gleich $(1 + 2e \cos g) \Sigma n Az$. Da nach *Researches on the motion of the moon*²⁾ der von der Korrektur der mittleren Länge herrührende Teil der Korrektur der wahren Länge gleich $(1 + 2e \cos g) \lambda$ angesetzt ist, so ist $\lambda = \Sigma n Az$ die von *Newcomb* aus sämtlichen Bedeckungen bis 1908 bestimmte Abweichung der Beobachtungen von der reinen Gravitationstheorie.

a) Das Verfahren besteht darin, in den Differentialgleichungen zur Berechnung der allgemeinen Störungen die Kräfte gleich Null zu setzen und die nach der speziellen Methode für den Endpunkt der Finsternis berechneten Werte

¹⁾ Astr. Pap. Vol. 1.

²⁾ Astr. Pap. Vol. 9 Part. 1 S. 23 u.

für die Störung und deren zeitliche Änderung als Anfangswerte zu betrachten.

Für die Ellipse ist nach *Hansen*

$$dAW_0/(n dt) = 0 \quad dn Az/(n dt) = \overline{AW_0}.$$

Indem man die mit $\epsilon \sin \gamma$ multiplizierten Glieder zur Bestimmung von γ für sich gleich Null setzt, ist die Lösung $\gamma = 0$ $n Az = c_1 n t + c_2$ oder mit Einsetzung der Anfangswerte $n Az = (n Az)_0 t + (n Az)_0 = a \sin(n x t + \alpha)$ mit dem Zusammenhang

$$(n Az)_0 = a \cos \alpha \cdot n x \quad (n Az)_0 = a \sin \alpha.$$

Hansen hat die Ungleichheiten durch die Figur der Erde aus denen für die Ellipse so abgeleitet, daß er die kleinen Glieder, hier gleich Null, unverändert ließ und den Koeffizienten des großen Gliedes, hier $a \sin(n x t + \alpha)$, nach der Methode der Berechnung der Störungen sehr langer Periode in § 17, angewendet in § 21 der »Darlegung der Berechnung der in den Mondtafeln angewandten Störungen«, verbessert. a geht dann über in $a(1 + \mu)$, während alle kurzperiodischen Glieder fortbleiben. Auch γ wird zu klein ausfallen. Der Linearität der Variationsgleichungen wegen ist μ ein für allemal bestimmbar. Es ist dann

$$n Az = a(1 + \mu) \sin(n x t + \alpha) \\ = (1 + \mu) (n Az)_0 t + (1 + \mu) (n Az)_0$$

die Zeit vom Ende der Finsternis gerechnet. Da $(n Az)_0$ von der Ordnung $(n Az)_0 T$ ist, T die Halbdauer der Finsternis, indem $n Az'$, da die störende Kraft während der ganzen Dauer die gleiche Richtung hat, am Ende am größten ist, so ist das Verhältnis beider Größen etwa T/t [$2^h/(10 \cdot 365^d) = 0.00002$]. Demnach ist

$$n Az = (1 + \mu) (n Az')_0 t.$$

Wenn die Zeit von einem beliebigen Zeitpunkte gerechnet wird, ist die gesuchte Störung durch die Finsternisse bis zur Zeit t

$$\Sigma n Az = (1 + \mu) [\Sigma (n Az')_0 \cdot t - \Sigma (n Az')_0 t_0].$$

b) Da nun a_0 , e_0 , M_0 und π_0 durch die Finsternis nur einen einmaligen gegen $An(t - t_0)$ verschwindenden Zuwachs erlitten haben, kann demnach $n Az = An(t - t_0)$ gesetzt werden oder richtiger

$$n Az = (1 + \mu) An(t - t_0)$$

worin t_0 der Endpunkt der Finsternis und nach *Bottlinger*¹⁾ der Zuwachs der mittleren Bewegung

$$An = (3/R_0) \cdot (\pi/\varphi) \int_{t_0-2T}^{t_0} R^0 dt \quad \text{oder} \quad \frac{3}{\text{Mod. } R_0} \cdot \pi (\log \pi/\varphi) \int_{t_0-2T}^{t_0} R^0 dt$$

ist, $2T$ die Zeit, in der der Punkt F die Sehne $2s_1$ durchläuft.

Da die Fehler, wie sich aus den folgenden und späteren Formeln (κ_1 , An für jede Mondgröße in κ wegen Inkonzanz um 0.0004 fehlerhaft gerechnet) erkennen läßt, wenn sie sich in einem Sinne häufen, mehrere Zehntel Prozent betragen und die Jahresmittel der Abweichungen seit 1830 bei einem Betrage von 0"-19" nicht selten um 1" ²⁾ fehlerhaft sind und demnach die Fehler der Beob. viel größer sind als die der

Rechnung mit Kugelgestalt und bekannt angenommener Sonnendichte, kann man wohl annehmen, daß das System Erde, Sonne, Mond noch geeignet sei als Anwendung des Falles großer Entfernungen zu dienen, wenn auch die an der Oberfläche 0.3 Prozent betragende Abplattung unberücksichtigt bleibt und sich über die Dichteverhältnisse der Sonne nur mehr oder weniger sichere Annahmen machen lassen. Durch diese Behandlung der Erde und die spätere Einführung von Sonne und Mond als Kugeln scheint mir in der Berücksichtigung aller Verhältnisse für erste Bearbeitungen mit verschiedenen Sonnendichten ein vorläufiger Abschluß gegeben.

$$\text{Da} \quad \int_{t_0-2T}^{t_0} R^0 dt = 2 \int_{t_0-T}^{t_0} R^0 dt = (2/c) \int_0^{s_1} R^0 ds$$

worin $s_1 = cT$ und $s = c[t - (t_0 - T)]$ ist. Ist φ' die Geschwindigkeit des Mondes relativ zum Schattencentrum, und $\Delta = MS = r \cos EMF + r' = r + r'$, ($r' = ES$), so ist $c = r \dot{\varphi} \cdot r' / \Delta$, ferner $R^0 = 2k^2 M \Delta^{-2} f(h)$, demnach $R^0/c = 2k^2 M / (r \dot{\varphi} r' \Delta) \cdot f(h)$. Daher

$$\int_{t_0-2T}^{t_0} R^0 dt = [4k^2 M / (r \dot{\varphi} r' \Delta)] \int_0^{s_1} f(h) ds$$

$$An = \kappa \int_0^{s_1} f(h) ds \quad \kappa = \kappa_1 \cdot \kappa_2$$

$$\kappa_1 = 3\pi/R_0 \quad \text{oder} \quad 3\pi \log \pi / (\text{Mod. } R_0)$$

$$\kappa_2 = 4k^2 M / [r \dot{\varphi}^2 r' (r + r')].$$

Also

$$An = \kappa [A_0 + A_2 \cos \alpha + A_4 \cos 2\alpha + \dots + A_{2n} \cos n\alpha \\ + A_1 \sin \alpha + A_3 \sin 2\alpha + \dots + A_{2n-1} \sin n\alpha]$$

$$\kappa = \kappa_1 \kappa_2 \quad \alpha = \pi h_0/h_1 \quad h_0 = \sqrt{R_0^2 - c^2 \tau^2}$$

$2\tau = \text{Anfang-Ende}$. Für materielle Punkte, große Entfernungen und eine kugelförmige aus konzentrischen Schichten bestehende Erde ist daher die Lösung

$$\Sigma n Az = A_0 \omega_0 + A_1 \omega_1 + \dots + A_{2n} \omega_{2n}$$

$$\omega_i = (1 + \mu) [\Sigma w \cdot t - \Sigma w t_0]$$

$$w_{2k} = \kappa \cos k\alpha \quad w_{2k-1} = \kappa \sin k\alpha.$$

Zieht man von den bei *Newcomb* angegebenen Werten den für die Oskulationsepoche 1830 von allen übrigen ab und berechnet $\Sigma n Az$ für die Mitte jedes Jahres mit allen Finsternissen von 1830 bis t und bildet die Mittel Beob. minus Rechn., so liefern die 78 Jahre von 1830 bis 1908 das Material für die Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate. Wie viele Koeffizienten A sich bestimmen lassen, müssen die Versuche lehren.

Will man das rechnerische Ergebnis über die Notwendigkeit einer theoretischen Bestimmung der Größe μ entscheiden lassen, so ist zur Bestimmung des Faktors $\Sigma A \omega$ zunächst $\mu = 0$ zu setzen, und sodann sind die Korrekturen ΔA zu den vorher mit $\mu = 0$ ermittelten A als Funktionen

¹⁾ a. a. O. S. 13 und 14. Ein Punkt über den Größen bedeutet deren Änderung nach der Zeit.

²⁾ E. W. Brown. The longitude of the moon from 1750 to 1910. M. N. 73.712 (24).

von μ (oder auch $A\mu$) darzustellen. Die Gleichungen dazu lauten:

$$\text{Beob.} - \Sigma A\omega = AA_0 \cdot \omega_0 + AA_1 \cdot \omega_1 + \dots + AA_{2n} \cdot \omega_{2n} + A\mu/(1+\mu) \cdot \Sigma A\omega.$$

Für eine gute Bestimmung der A -Kurve bei R_0/h_1 ist die Berücksichtigung aller partiellen Verfinsterungen erforderlich, also wenigstens auch der im Nautical Almanac noch angegebenen penumbral eclipses.

Beim Vorhandensein einer einzelnen, gut definierten Schwankung, die nicht durch die Gravitationsstrahlen hervorgerufen ist, kann es vielleicht gelingen, durch Einführung von Korrekturen zur großen 273-jährigen Schwankung nötigenfalls, neben derselben eine Andeutung wenigstens von der Existenz der Strahlungskurve zu erhalten.

Kiel, 1913 September.

H. Kreiser.

Beobachtungen der Venus.

Als Ergänzung des Berichtes in den Astron. Nachr. Nr. 4673 und 4684 kann ich folgendes mitteilen.

In der Absicht möglichst genau den Moment der Dichotomie zu bestimmen, habe ich die Venus in Telav, Bezirk Tiflis, mit Hilfe meines Refraktors mit einem Zeißschen Apochromat $D = 150$ mm, $F = 2742$ mm beobachtet. In meinem Tagebuch ist angegeben, daß am 27. Jan. 1913 um 2^h m. Z. Gr. die Venus noch eine größere Phase als 0.5 gehabt habe. Am 30. Jan. um 4^h ist angegeben: Phase genau 0.5. Am 1. Febr. um 2^h 50^m zeigte sich, wie aus untenstehender Reproduktion meiner Zeichnung ersichtlich, der Terminator im nördlichen Teile konvex, aber im südlichen Teile konkav. Am 3. Febr. um 3^h waren die Verhältnisse die gleichen, nur in geringerem Masse. Am 5. Febr. um 3^h ist angegeben, daß die Phase unbedingt kleiner als 0.5 ist.

Leider erlaubte die eintretende ungünstige Witterung nur am 9. und 28. Febr. die Beobachtungen fortzusetzen, als Venus schon als ziemlich schmale Sichel erschien.

Somit folgt aus meinen Beobachtungen, wenn man

Kamenskaya, 1913 Nov. 10.

annimmt, daß die Dichotomie am 30. Jan. um 4^h m. Z. Gr. eingetreten ist, da die Quadratur am 14. Febr. um 15^h war, daß im Februar 1913 die Dichotomie der Venus um ungefähr 15×24 Stunden vor der Quadratur eingetreten ist.

Prof. Dr. Prey beobachtete, wie ich einem Briefwechsel mit Herrn M. Valier entnehme, Venus am 10., 11., 12. Febr. schon deutlich konkav, sah dann aber zu seinem Erstaunen am 18. Febr. Venus wieder konvex, am 20. Febr. aber wieder normaler Weise konkav. Die Erscheinung eines doppelten Eintretens der Dichotomie würde nach Prof. Prey durch eine elliptische Gestalt und durch eine dadurch bedingte physische Libration der Venus zu erklären sein. Wenn dies aber wirklich der Fall ist, dann müßte, wie Herr M. Valier meint, die Unregelmäßigkeit der Phase auch zu anderen Zeiten als während der Dichotomie eintreten und an irgend eine Periode geknüpft sein. Ist dies wirklich der Fall, so ergibt sich daraus, daß Venus der Sonne immer die gleiche Seite zukehrt und nicht in etwa 23 Stunden rotiert.

Diese Erklärung ist natürlich nicht die einzig mögliche. Die Beobachtungen des Terminators sind im genannten Falle sehr schwer, weil er oft in dieser Zeit eine S-artige Form hat (wie aus meiner Zeichnung und meinen Angaben zu ersehen ist, nach denen es scheinen kann, als ob die Phase am 1. Febr. größer als die am 30. Jan. gewesen sei). Auch kann wegen der großen Unebenheiten auf der Oberfläche der Venus (wenn die Unebenheiten ihres Terminators nicht von einem Bruche zwischen den Wolken ihrer dichten Atmosphäre herrühren), über welche wir aus den Unebenheiten ihres Terminators eine Vorstellung gewinnen können, solch eine Unregelmäßigkeit der Phase auch ganz zufällig eintreten, oder auch einfach infolge eines Wolkenbruches, oder endlich infolge einer höheren oder niedrigeren Lage der Wolken. Vorausgesetzt, daß es so ist, und daß die Rotationsdauer der Venus von 24 Stunden nicht erheblich abweicht (worauf augenscheinlich die neusten Daten hinweisen), müssen wir erwarten, daß das Eintreten der doppelten Dichotomie eine seltene Erscheinung sein wird.

A. Botschek.

Comete osservate in Arcetri.

Equatoriale di Amici. Obiettivo 284 mm. Micrometro a lamina 19"45. Ingrandimento 124. $\pi = 8''.80$.

1913	T. m. Arcetri	$A\alpha$	$A\delta$	Cf.	α app.	$\log p\Delta$	δ app.	$\log p\Delta$	Red. ad l. app.	*
Cometa 1913a (Schaumasse).										
Mag. 9	15 ^h 12 ^m 57 ^s	+0 ^m 56 ^s 56	— 7' 23".5	20,8	20 ^h 44 ^m 27 ^s 71	9.380 _n	+12° 32' 17".8	0.680	+1 ^s 07 — 12".0	1
9	15 12 57	— 0 57.33	— 8 43.1	20,8	20 44 27.62	9.380 _n	+12 32 19.9	0.680	+1.07 — 12.0	2