Nachdem ich Mr. Webb's Auffindung des neuen, so interessanten planetarischen Nebels im Schwan durch Lord Lindsay's freundliche Mittheilung erfahren hatte, klärte es sich erst Nov. 28 auf. Der Nebel zeigte sich, an diesem schön heitern Vollmondabende, wie ein Stern 8^m, den man, in einem nicht völlig centrirten Fernrohre, ausserhalb des Focus betrachtet. Bei 260 f. Vergrösserung erschien er im Bahnsucher länglicht in p 135°7 (2); der Durchmesser in dieser Richtung war 5″5 (1), senkrecht dazu 4″9 (1). Im vorgehenden Theile der elliptischen Figur lag ein deutlicher feiner Kern von der Helligkeit eines Sterns 10.11^m. Der nächste sichtbare Stern war 11^m; er wurde mit dem Nebel am Fadenmikrometer verbunden und seine relative Lage aus je 4 Einstellungen erhalten:

Abstand = 135″7 Posw. = 282°0.

Hierauf wurde das starke Ocular gegen ein nur 85 mal vergrösserndes vertauscht, mit dem sich in einfacher Weise ein kleines Merz'sches Sternspektroskop (ohne Spalt) verbinden lässt. Zu meiner Ueberraschung (Lord Lindsay hatte in seiner Mittheilung die Gasnatur des Nebels erwähnt) zeigte sich ein helles, knotiges, sonst continuirliches Spectrum von etwa 3′ Länge. Ich ging sofort auf *H* IV, 18. über, der genau in derselben Declination circa 2^h folgt und sah dort die bekannte Erscheinung. Während der Nebel in gewöhnlicher Form erschien (die schwachen Bilder waren unsichtbar), zeigte der nachfolgende Stern ein Spectrum von 5–6′ Länge.

Ich muss trotzdem vermuthen, dass sich in die Spectralbeobachtungen dieses Abends ein Fehler eingeschlichen hat; denn die Ergebnisse späterer hiesiger Beobachtungen harmoniren mit den von Lord Lindsay mitgetheilten. Bei dem hellen Mondscheine war der Nebel am 28. November nicht im Sucher sichtbar, wodurch eine Verwechselung denkbar ist. Das Uhrwerk funktionirte aber ganz vollkommen.

Am 2. December konnte ich den Nebelfleck bei dunstigem Himmel, der nicht einmal den Nachbarstern zu sehen erlaubte, auf's Neue betrachten. Mit 365f. Vergr. ergab eine Einstellung für die Richtung der grossen Axe 134°, für die Länge derselben 6″2. Der Nebel sah aus wie ein sehr kleiner Comet, mit Kern am vorgehenden Ende. Bei Anwendung des Prismas änderte sich das Aussehen des Nebels nicht.

Dasselbe fand statt Dec. 7, einem schön heitern Abende, bei völlig dunklem Himmel. Das Licht des Nebels war im wesentlichen monochrom, jedoch war das helle unveränderte Bild durchzogen von einem sehr feinen, continuirlichen Lichtstreifen, wohl das Spectrum des Kernes. Das kleine Prisma zeigte an diesem Abende das Spectrum des Sternes 9^m B. D. 41°4001 als einen 10′ langen, noch recht hellen Lichtstreifen, in dem Spuren von Farben zu erkennen waren.

Für die Richtung der grossen Axe ergaben zwei Einstellungen bei 365. f. Vergr. 131°9, Länge des Nebel in dieser Richtung 5″7. Die relative Lage des Sternes 11^m wurde aus je vier Einstellungen gefunden:

Abstand = 136″9 Posw. = 281°9.

Der Kern = ✱ $10^m 11$ in der vorgehenden Hälfte des Nebels, erschien sehr deutlich.

Strassburg, December 1879.

Sur la variation de la longitude du noeud, de l'inclinaison, et du demi-paramètre dans les orbites planétaires.

Mon seul but est de montrer que l'application des principes exposés dans ma note No. 2270, peut conduire à des résultats connus.

Au temps t, x_{1p} x_{1e} sont les abscisses troublées et elliptiques de la planète dont la masse est m_1; c_{x_1} est la correction de manière que l'on peut poser

$x_{1p} = x_{1e} + c_{x_1}$ et par dérivation

$$x'_{1p} = x'_{1e} + c'_{x_1}$$

$$x''_{1p} = x''_{1e} + c''_{x_1} = x''_{1e} + m_2 K^2\left(\frac{x_2 - x_1}{\varrho^3_{12}} - \frac{x_2}{r_2^3}\right)$$

La valeur de c_{x_1} au temps T après le temps t peut s'obtenir par

$$c_{x_1} = \left(c_{x_1}\right)_0 + \left(c'_{x_1}\right)_0 T + \left(c''_{x_1}\right)_0 \frac{T^2}{2} \ldots\ldots$$

et c'_{x_1} par

$$c'_{x_1} = \left(c'_{x_1}\right)_0 + \left(c''_{x_1}\right)_0 T \ldots\ldots$$

donc ces corrections au temps dt après le temps t, et par la circonstance que

$$\left(c_{x_1}\right)_0 = 0 \qquad \left(c'_{x_1}\right)_0 = 0$$

deviennent respectivement

$$\left(c''_{x_1}\right)_0 dt^2 \text{ et } \left(c''_{x_1}\right)_0 dt = K^2 m_2 \left(\frac{x_2 - x_1}{\varrho^3_{12}} - \frac{x_2}{r_2^3}\right) dt$$

Cela posé, l'on a

$$K\sqrt{p}\,\cos i\,dt = x_1\,dy_1 - y_1\,dx_1$$
$$K\sqrt{p}\,\sin i\sin\Omega\,dt = y_1\,dz_1 - z_1\,dy_1$$
$$K\sqrt{p}\,\sin i\cos\Omega\,dt = x_1\,dz_1 - z_1\,dx_1$$

la dérivation de ces formules donne, en tenant compte de ce qu'on vient de dire

$$K\frac{d}{dt}\cdot\sqrt{p}\,\cos i = x_1\,y_1'' - y_1\,x''$$
$$K\frac{d}{dt}\cdot\sqrt{p}\,\sin i\sin\Omega = y_1\,z'' - z_1\,y''$$
$$K\frac{d}{dt}\,\sqrt{p}\,\sin i\cos\Omega = x_1\,z'' - z_1\,x''$$

c'est à dire

$$K\frac{d}{dt}\cdot\sqrt{p}\,\cos i = m_2K^2\left[x_1\frac{y_2-y_1}{\varrho^3_{12}} - \frac{x_1\,y_2}{r_2^3} - y_1\frac{x_2-x_1}{\varrho^3_{12}} + \frac{y_1\,x_2}{r_2^3}\right]$$

et en reduisant

$$K\frac{d}{dt}\cdot\sqrt{p}\,\cos i = m_2K^2\left(\frac{1}{\varrho^3_{12}} - \frac{1}{r_2^3}\right)(x_1\,y_2 - y_1\,x_2)$$
$$K\frac{d}{dt}\cdot\sqrt{p}\,\sin i\sin\Omega = -m_2K^2\left(\frac{1}{\varrho^3_{12}} - \frac{1}{r_2^3}\right)(y_1\,z_2 - z_1\,y_2)$$
$$K\frac{d}{dt}\cdot\sqrt{p}\,\sin i\cos\Omega = -m_2K^2\left(\frac{1}{\varrho^3_{12}} - \frac{1}{r_2^3}\right)(x_1\,z_2 - z_1\,x_2)$$

La position du plan de l'orbite de m_1, dont le demiparamètre est p, est fixée sur le plan de l'orbite de m_2 par i et Ω, et v v_1 sont les longitudes de m_1 m_2. Ainsi:

$$\frac{x_1}{r_1} = \cos\Omega\cos(v-\Omega) - \sin\Omega\sin(v-\Omega)\cos i$$
$$\frac{y_1}{r_1} = \sin\Omega\cos(v-\Omega) + \cos\Omega\sin(v-\Omega)\cos i$$
$$\frac{z_1}{r_1} = \sin(v-\Omega)\sin i$$

et aussi $\frac{x_2}{r_2} = \cos v_1$; $\frac{y_2}{r_2} = \sin v_1$; $z_2 = 0$.

Pour une vérification cette simplification est permise. Posons $G = \frac{m_2 k}{\sqrt{p}}\,r_1\,r_2\left(\frac{1}{\varrho^3_{12}} - \frac{1}{r_2^3}\right)$ et il vient

$$\cos i\,\frac{dp}{2p} - \sin i\,di = G\left[\cos(v-\Omega)\sin(v_1-\Omega) - \sin(v-\Omega)\cos(v_1-\Omega)\cos i\right]dt$$
$$\sin i\sin\Omega\,\frac{dp}{2p} + \cos i\sin\Omega\,di + \sin i\cos\Omega\,d\Omega = -G\left[\sin(v-\Omega)\sin i\sin v_1\right]dt$$
$$\sin i\cos\Omega\,\frac{dp}{2p} + \cos i\cos\Omega\,di - \sin i\sin\Omega\,d\Omega = -G\left[\sin(v-\Omega)\sin i\cos v_1\right]dt$$

qui étant résolues donnent

$$\frac{di}{dt} = \frac{m_2K}{\sqrt{p}}\,r_1\,r_2\left(\frac{1}{\varrho_{12}^3} - \frac{1}{r_2^3}\right)\cos(v-\Omega)\sin(v_1-\Omega)\sin i$$
$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{m_2K}{\sqrt{p}}\,r_1\,r_2\left(\frac{1}{\varrho_{12}^3} - \frac{1}{r_2^3}\right)\sin(v-\Omega)\sin(v_1-\Omega)$$
$$\frac{dp}{2p} = \frac{m_2K}{\sqrt{p}}\,r_1\,r_2\left(\frac{1}{\varrho_{12}^3} - \frac{1}{r_2^3}\right)\left[\sin(v-\Omega)\cos(v_1-\Omega) - \cos(v-\Omega)\sin(v_1-\Omega)\cos i\right]$$

et ces valeurs s'accordent (la comparaison est pour i et Ω) avec celles obtenues par Mr. Lespiault dans son très-louable mémoire ayant pour titre Théorie géometrique de la Variation des éléments des Planètes. Paris 1868.

Naples, 29. Novembre 1879. *A. de Gasparis.*

Inhalt:

Kiel. Januar 20. 1880. — Druck von C. F. Mohr in Kiel.