schen Problems (A. N. 3479-80) ableiten können. Man sieht, daß die Störungen von a (bei $e \neq 1$) und e , der Größenordnung nach $\int (dm/dt) dt$ nicht übersteigen. Die Gleichung für de/dt haben wir in A. N. 4696 aus angenäherten Ausdrücken abgeleitet, um sie in Beziehung zu der von Dr. Wilkens gebrauchten Form zu stellen.

Die Formeln (I) lassen das strenge Integral

$$(1+m)a(1-e^2) = \text{const.}$$

zu. Da $q = a(1-e)$, so ergibt sich aus (I)

$$dq/dt = -q[(1-\cos w)/(1+e)][1/(1+m)] dm/dt. \quad (I')$$

Die strenge Formel (I') läßt nun sofort erkennen, daß $dq/dt \geq 0$, wenn $dm/dt < 0$, oder in Worten ausgedrückt: der Perihelabstand eines sich auflösenden Himmelskörpers wächst mit der Zeit. Für das spezielle Gesetz $dm/dt = \text{const.}$ ist ein gleichbedeutender Satz schon von *Lehmann-Filhés* (l. c.) gefunden worden. Da das Theorem allgemein ist, so gilt es auch für das *Wilkenssche* spezielle Gesetz der Massenabnahme $dm/dt = -\alpha^2 v^2$. Demgegenüber hat aber Dr. Wilkens für parabelnahe Ellipsen gefunden (A. N. 4684, p. 64), daß q säkular abnimmt, wie es sich auch in der Tat aus seinen Formeln (l. c. p. 62)

$$dq/dt = -\frac{1}{2} V^2 \cdot k^{-1} q^{3/2} S \sin w \quad S dt = \gamma^2 \tan \frac{1}{2} w dw$$

ergeben muß, sobald man die Reduktion auf die veränderliche Masse m_1 nicht vornimmt.

Aus anderen Formeln der Bewegung in Kegelschnitten lassen sich, ähnlich wie oben, mit Leichtigkeit den (I) analoge

Engelhardt-Sternwarte, 1913 Dezember.

Gleichungen auch für $d\varpi/dt$ und $dM/dt - n$ aufstellen. Eine diesbezügliche Ausrechnung kann man sich sogar ersparen; man braucht nur zu bemerken, daß die Koeffizienten von $\sigma\varphi(t)$ in den *Strömgrenschen* angenäherten Reduktionen der Elemente von der Masse eins auf die Masse $1 + \sigma\varphi(t)$ (siehe A. N. 3897, p. 133 Formeln 14), dividiert durch $1+m$, mit den Koeffizienten von dm/dt in den Gleichungen für da/dt , de/dt , $d\varpi/dt$, $dL/dt - n$ sich decken müssen. In dem *Gyldenschen* Problem handelt es sich ja nur um Summierung solcher elementaren Reduktionen. Aus der *Strömgrenschen* Reduktion $\varpi - \varpi_1 = -(\sin w/e) \sigma\varphi(t)$ gelangt man auf solche Weise zu der für alle Kegelschnitte gültigen Formel

$$d\varpi/dt = -(\sin w/e)[1/(1+m)] dm/dt. \quad (II)$$

Für die mittlere Anomalie erhält man ähnlich

$$dM/dt = (e \sin E + [V(1-e^2)/e] \sin w)[1/(1+m)] dm/dt + n. \quad (III)$$

Die Formel (II) besagt, daß bei einem sich auflösenden Himmelskörper die Störungen 1. Ordnung von ϖ vor und nach dem Periheldurchgange sich aufheben, wenn $dm/dt = f(v^2)$. Vergl. dazu A. N. 4684, p. 64. Die Störungen sind von der Größenordnung $\int (dm/dt) dt$, also für Kometen verschwindend klein.

Man beachte, daß aus den Gleichungen (I)-(III) die Haupteigenschaften der Störungen auch ohne Integration ersichtlich sind. Die Störungsfunktion, die Reduktionen von der Masse m_0 auf die Masse $m_0 + m_1$, sind hingegen fortgeblieben. Mit Vereinfachung ist übrigens auch die Strenge erzielt worden.

T. Banachiewicz.

Erklärung.

Allerdings habe ich, A. N. 4684, die Reduktion der auf die unveränderliche Masse bezogenen Elemente auf die momentane Masse nur an die Exzentrizität, weil diese allein für das Ziel meiner Arbeit von Interesse ist, angebracht. Wenn ich hierbei auch nicht bemerkt habe, daß die aus der Variation der Konstanten abgeleiteten Glieder sich nach der Reduktion herausheben, so bleibt das Ziel und Resultat meiner Arbeit, der Beweis der säkularen Zunahme der Exzentrizität bei der zugrunde gelegten Annahme über die Massenänderung, hiervon doch gänzlich unberührt.

Kiel, 1914 Januar 19.

A. Wilkens.

Über einen Fehler physiologischer Natur, der bei der Bestimmung der Helligkeitsgleichung aus Gitterbeobachtungen auftreten kann. Von A. Kopff.

Verschiedene Methoden, die Helligkeitsgleichung für Deklinationsbeobachtungen am Meridiankreis (Einstellungen bei hellem Feld und zwischen Doppelfaden von 10" Abstand) zu bestimmen, ergaben, wie in den Veröff. der Gr. Sternwarte zu Heidelberg, Bd. 6 S. 97 ausgeführt wurde, ganz widersprechende Resultate. Die Anwendung von verschieden durchlässigen Gittern lieferte eine Helligkeitsgleichung von 0.1 für die Größenklasse, während bei der Beobachtung von Sternen verschiedener Helligkeiten mittels des Reversionsprismas in direkter und umgekehrter Stellung der Betrag von 0.04, für Sterne heller als 5. Größe sogar noch weniger, gefunden wurde. Es schien damals schon wahrscheinlich, daß die rasche Änderung der Lichtintensität beim Auf- und Abdecken des Gitters eine größere Helligkeitsgleichung hervorrufen könne.

Bei einer neuen im Frühjahr 1913 ausgeführten Ver-

suchsreihe sind deshalb die Beobachtungsbedingungen in der Weise variiert worden, daß einmal (a) der Stern während des ganzen Durchgangs durch das Gesichtsfeld fixiert, der Übergang von hell zu schwach und umgekehrt also unmittelbar wahrgenommen wurde, das andere Mal (b) dagegen während des Auf- und Abdeckens die Augen geschlossen wurden. Das hierbei verwendete Gitter blendete 2.6 Größenklassen ab. Als Wert der Helligkeitsgleichung für die Größenklasse ergab sich

$$\text{bei (a): } H. Gl. = 0.112$$

$$\text{bei (b): } H. Gl. = 0.055.$$

In beiden Fällen wird die Zenitdistanz verringert, wenn der Stern schwächer wird. Im zweiten Fall liegt der gefundene Wert bedeutend näher bei dem durch das Reversionsprisma erhaltenen, ohne sich aber völlig mit ihm zu decken. Da bei den ursprünglichen Bestimmungen der Helligkeits-