Sitzungsberichte

der

mathematisch-physikalischen Classe

der

k. b. Akademie der Wissenschaften

zu München.

Band XIX. Jahrgang 1889.

München.
Verlag der K. Akademie.
1890.

In Commission bei G. Franz.

Sitzung vom 9. Februar 1889.

1. Herr H. SEELIGER macht eine Mittheilung: „über optische Ungleichheiten in der Bewegung der Doppelsterne".

2. Herr L. SOHNCKE legt eine Abhandlung des Herrn Dr. ANDREAS MILLER „zur Abhandlung des Herrn Dr. NISSON KATZENELSOHN: über den Einfluss der Temperatur auf die Elasticität der Metalle" vor.

3. Herr A. VON BAEYER hält einen Vortrag: „über die Reduktion der Terephtalsäure". Die von ihm erhaltenen Resultate werden anderweit zur Veröffentlichung gelangen.

4. Herr L. VON SEIDEL überreicht nachträglich eine von dem correspondirenden Mitglied, Herrn AL. BRILL in Tübingen, eingesandte Abhandlung: „über die reducirte Resultante", welche in die Denkschriften aufgenommen wird.

Ueber optische Ungleichheiten in der Bewegung der Doppelsterne

von H. Seeliger.

(Eingelaufen 9. Februar.)

Wenn die Bahnebene eines Doppelsternes nicht mit der Projectionsebene zusammenfällt, so entstehen durch die endliche Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes Ungleichheiten in der Bewegung, welche von einer in absolutem Masse anzugebenden Grösse abhängen und deshalb, wie Savary [1]) meinte, zur Ermittelung der Parallaxe des Sternes

1) Connaissance des temps für 1830.

dienen können. Dieser auf den ersten Blick sehr bestechende Gedanke bewährt sich indessen bei eingehender Untersuchung des Sachverhaltes nicht. Villarceau[1]) hat diesem Gegenstande eine sehr ausführliche Abhandlung gewidmet und gezeigt, dass die genannte Ungleichheit auch von dem Verhältnisse der beiden Massen des Doppelsternes abhängt und ihre Kenntniss also nur eine Gleichung zwischen zwei Unbekannten liefert. Wenn ich hier auf dieselbe Frage eingehe, so geschieht dies aus zwei Gründen. Erstens lassen sich nämlich die hauptsächlichsten Resultate Villarceau's, wie ich glaube, wesentlich einfacher und deshalb auch übersichtlicher ableiten. Zweitens aber soll bei dieser Gelegenheit noch ein anderer Einfluss optischer Natur Berücksichtigung finden. Man hat in neuerer Zeit die Frage aufgeworfen, ob die Geschwindigkeit des Lichtes von seiner Intensität abhängig sei. Während die ersten dahin gerichteten Experimentalarbeiten von J. Müller[2]) eine deutliche Abhängigkeit der erwähnten Art ergaben, stellten die neueren Arbeiten von Lippich[3]) und in besonders eingehender Weise von Ebert[4]) fest, dass ein solcher Einfluss, wenn überhaupt vorhanden, nur eine minimale Grösse, die ausserhalb der Genauigkeit der angestellten Versuche liegt, erreichen könne. Herr Ebert erwähnt in seiner Arbeit auch der Rolle, welche die besprochenen Verhältnisse bei der Bewegung der Doppelsterne spielen, ohne indessen den wahren Sachverhalt näher zu besprechen. Auch scheinen seine dies-

---

1) Théorie analytique des inégalités de lumière des étoiles doubles. Connaissance des temps, additions, für 1878. Vergleiche auch: Birkenmajer, „Über die durch die Fortpflanzung des Lichtes hervorgerufenen Ungleichheiten". Sitzungsberichte der Wiener Akademie II. Abth. Bd. XCIII. Wien 1886. Ferner die Besprechung dieser Abhandlung in Vierteljahrss. der A. G. Bd. 21.

2) Pogg. Ann. Bd. 145, p. 86, 1871.

3) Wiener Berichte Bd. 72, p. 355, 1875.

4) Wiedemann's Annalen Bd. 32, p. 337, 1887.

bezüglichen Bemerkungen in mancher Richtung einer Modification zu bedürfen.

Der Betrachtung werde ein rechtwinkliges Coordinatensystem zu Grunde gelegt, dessen Anfang in grosser Nähe des Schwerpunktes des Doppelsternes angenommen werde. Die z Axe sei parallel dem Visionsradius gerichtet. Die x und y Axe mögen vorderhand beliebig in der darauf senkrechten Ebene (Projectionsebene) liegen. Zur Zeit t seien die in der Projectionsebene gelegenen relativen Coordinaten der beiden Sterne mit den Massen m_1 und m_2

$$x = x_2 - x_1\,; \quad y = y_2 - y_1$$

beobachtet. Infolge der endlichen Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes sind aber x und y nicht wirklich stattfindende Coordinatendifferenzen. Es werde nun angenommen, dass die von den Sternen m_1, m_2 und deren Schwerpunkt zu den Zeiten t_1, t_2 und τ ausgehenden Lichtbewegungen gleichzeitig zur Zeit t vom Beobachter wahrgenommen werden. Den zu einer bestimmten Zeit gehörenden wirklichen Werth einer Grösse bezeichnen wir so, dass die betreffende Zeit in Klammern angemerkt wird. So ist also z. B. $x_1\ (t_1)$ der wirklich zur Zeit t_1 stattfindende Werth der Coordinate x_1 und $x\,(t_1)$ die wirkliche Coordinatendifferenz beider Sterne in demselben Augenblicke. Auf diese Weise kann demnach geschrieben werden:

$$x = x_2\,(t_2) - x_1\,(t_1) \qquad (1)$$

Der Schwerpunkt bewegt sich mit gleichförmiger Geschwindigkeit in einer Geraden. Wenigstens liegt keine Möglichkeit und wohl auch keine Veranlassung vor, von dieser Annahme abzugehen. Seine x, y und z Coordinaten seien gegeben durch:

$$\alpha_0 + \alpha_1\,t\,,\ \beta_0 + \beta_1\,t\,,\ \gamma_0 + \gamma_1\,t$$

Aus der Definition des Schwerpunktes folgt:

$$m_1\, x_1\,(t_1) + m_2\, x_2\,(t_1) = (m_1 + m_2)\,(\alpha_0 + \alpha_1\, t_1)$$
$$m_1\, x_1\,(t_2) + m_2\, x_2\,(t_2) = (m_1 + m_2)\,(\alpha_0 + \alpha_1\, t_2)$$

Der Differenz beider Gleichungen kann man die Form geben:

$$\begin{aligned}(m_1 + m_2)\,\alpha_1\,(t_1 - t_2) = m_1\, x\,(t_2) + m_2\, x\,(t_1)\\ - (m_1 + m_2)\,[x_2\,(t_2) - x_1\,(t_1)]\end{aligned}$$

Mit Hülfe von (1) und wenn das Resultat für die y Coordinate gleich mit angeschrieben wird, ergeben sich folgende Grundgleichungen:

$$\left.\begin{aligned} x &= \alpha_1\,(t_2 - t_1) + \frac{m_1\, x\,(t_2) + m_2\, x\,(t_1)}{m_1 + m_2} \\ y &= \beta_1\,(t_2 - t_1) + \frac{m_1\, y\,(t_2) + m_2\, y\,(t_1)}{m_1 + m_2} \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

In diesen Gleichungen, welche mit den von Herrn Birkenmajer benutzten vollkommen übereinstimmen, bedeutet also z. B. $x\,(t_1)$ den bekannten und leicht aufstellbaren Ausdruck für die x Coordinate der Kepler'schen relativen Doppelsternbewegung, wenn in demselben die Zeit t_1 substituirt wird. Es soll nun (2) unter der wohl immer zutreffenden Voraussetzung entwickelt werden, dass die zweiten Potenzen der Zeitdifferenzen $t_1 - \tau$ und $t_2 - \tau$ als unmerklich vernachlässigt werden können. Mit dieser Annahme ergiebt sich:

$$x = x(\tau) + \alpha_1\,(t_2 - t_1) + x'(\tau) \cdot \frac{m_1\,(t_2 - \tau) + m_2\,(t_1 - \tau)}{m_1 + m_2} \tag{3}$$

Wegen der Eigenbewegung des Sternes wird die Axe des gebrauchten Coordinatensystemes nicht immer genau zum Beobachter gerichtet sein, wenn sie es zu einer bestimmten Zeit gewesen ist. Diese Abweichung ist aber für lange

Zeiten äusserst klein und es kann demnach ohne Schaden von der stattfindenden stets geringfügigen Drehung des Systemes gegen den Visionsradius abgesehen werden. Bezeichnen dann $z_1(t)$ und $z_2(t)$ die zur Zeit t stattfindenden Abstände der beiden Sterne von der Projectionsebene, die wir jetzt durch den Schwerpunkt gehen lassen, $D(t)$ die Entfernung des letzteren Punktes vom Beobachter und V_1, V_2, V_0 die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der von m_1, m_2 und dem Schwerpunkte ausgehenden Lichtbewegungen, so haben wir:

$$\left.\begin{aligned} t_1 &= t - \frac{D(t_1) + z_1(t_1)}{V_1} \\ \tau &= t - \frac{D(\tau)}{V_0} \\ t_2 &= t - \frac{D(t_2) + z_2(t_2)}{V_2} \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

Da der Schwerpunkt an sich keine Lichtbewegung aussendet, so ist V_0 eine willkürlich anzunehmende Grösse, deren passende Wahl zur Vereinfachung der Schlussformeln beitragen wird. Man wird hierbei nur zu berücksichtigen haben, dass des Folgenden wegen V_0 sich von V_1 und V_2 nicht viel unterscheiden darf. Durch V_0 ist natürlich erst τ bestimmt.

Den früheren Bemerkungen zufolge und weil $D'(\tau) = \gamma_1$ ist, hat man:

$$D(t_1) = D(\tau) + \gamma_1 (t_1 - \tau)$$
$$D(t_2) = D(\tau) + \gamma_1 (t_2 - \tau)$$

Die Gleichungen (4) werden hierdurch

$$t_1 - t = -\frac{D(\tau)}{V_1} - \gamma_1\frac{t_1 - \tau}{V_1} - \frac{z_1(t_1)}{V_2}$$

$$\tau - t = -\frac{D(\tau)}{V_0}$$

$$t_2 - t = -\frac{D(\tau)}{V_2} - \gamma_1\frac{t_2 - \tau}{V_2} - \frac{z_2(t_2)}{V_2}$$

Setzt man zur Abkürzung:

$$\lambda_1 = \frac{V_1 - V_0}{V_0\,(V_1 + \gamma_1)}$$

$$\lambda_2 = \frac{V_2 - V_0}{V_0\,(V_2 + \gamma_1)}$$

und nimmt zur Bestimmung des willkürlichen V_0 die Gleichung an:

$$m_1\,\lambda_2 + m_2\,\lambda_1 = 0 \qquad (5)$$

so kann man die Gleichung (3) so schreiben:

$$x = x(\tau) + \alpha_1\,D(\tau)\,(\lambda_2 - \lambda_1) + \alpha_1\left[\frac{z_1(t_1)}{V_1 + \gamma_1} - \frac{z_2(t_2)}{V_2 + \gamma_1}\right]$$
$$- \frac{x'(\tau)}{m_1 + m_2}\left[\frac{m_1\,z_2(t_2)}{V_2 + \gamma_1} + \frac{m_2\,z_1(t_1)}{V_1 + \gamma_1}\right]$$

Hierin wird man noch bedeutende Vereinfachungen eintreten lassen können. In den mit den z behafteten Gliedern wird es erlaubt sein zu setzen $V_1 + \gamma_1 = V_2 + \gamma_1 = V_0$, ferner ist genügend genau:

$$z_2(t_2) - z_1(t_1) = z(\tau)$$

$$m_1\,z_2(t_2) + m_2\,z_1(t_1) = (m_1 - m_2)\,z(\tau)$$

Wir haben also jetzt:

$$x = x(\tau) + \alpha_1\,D(\tau)\,(\lambda_2 - \lambda_1) - \alpha_1\frac{z(\tau)}{V_0} - \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2}\cdot\frac{z(\tau)}{V_0}\,x'(\tau) \qquad (6)$$

Man darf hierbei nicht ausser Acht lassen, dass infolge der Veränderung von $D(\tau)$ die Zeitdifferenz $(t-\tau)$ nicht eine Constante ist. Ist aber τ_0 ein fester Zeitpunkt, so hat man

$$D(\tau) = D(\tau_0) + \gamma_1(\tau - \tau_0)$$

Die zweite Gleichung (4) ergiebt hiermit:

$$\tau = (t - \tau_0') \cdot \frac{V_0}{V_0 + \gamma_1} \tag{7}$$

worin

$$\tau_0' = \frac{D(\tau_0)}{V_0} - \tau_0 \frac{\gamma_1}{V_0}$$

Die in (6) vorkommenden Coordinaten sind als in linearem Masstab gegeben zu betrachten. Die Beobachtungen beziehen sich aber auf scheinbares Winkelmass. Um dies einzuführen, muss man (6) auf beiden Seiten durch $D(\tau)$ dividiren. Letztere Grösse ändert sich aber, wie wir gesehen haben, infolge der im Visionsradius gelegenen Eigenbewegungscomponente. Man wird aber hiervon absehen können, denn die Eigenbewegungen der Sterne zeigen innerhalb der kurzen verfügbaren Zeiträume nichts von alledem. Aus gleichem Grunde wird man auch auf den durch (7) definirten Einfluss keine Rücksicht nehmen brauchen. Dieser besteht indessen, wie sofort erhellt, darin, dass wegen des constanten Factors von t die mittlere Bewegung der Revolutionsbewegung des Doppelsternes um eine Constante verändert erscheint und ebenso wird die Zeit des Passirens des Periastrons um die unveränderliche Grösse $\tau_0' \frac{V_0}{V_0 + \gamma_1}$ verschieden ausfallen. Bringt man diese Correctionen an oder vernachlässigt sie auch, was immer erlaubt ist, so darf man also jetzt $t - \tau$ als eine Constante betrachten. Unter dieser Voraussetzung soll die Gleichung (6) weiter besprochen werden. Man kann sie uud die analoge für die y Coordinate in folgender Form schreiben:

$$\left.\begin{aligned} x &= x\left\{\tau - \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} \cdot \frac{z(\tau)}{V_0}\right\} - \alpha_1 \frac{z(\tau)}{V_0} + \alpha_1 \frac{D(\tau)}{V_0} \cdot \mu \\ y &= y\left\{\tau - \frac{m_1 - m_2}{m_1 - m_2} \cdot \frac{z(\tau)}{V_0}\right\} - \beta_1 \frac{z(\tau)}{V_0} + \beta_1 \frac{D(\tau)}{V_0} \cdot \mu \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

indem $V_0(\lambda_2 - \lambda_1) = \mu$ gesetzt worden ist. Es ist übrigens sehr nahe und für alle Fälle ausreichend

$$\mu = \frac{V_2 - V_1}{V_1}$$

Für $\mu = 0$ gehen (8) selbstverständlich in die von Villarceau behandelten Gleichungen über. Da eine Superposition der Wirkung der 3 Glieder auf der rechten Seite von (8) angenommen werden darf, so ist es erlaubt, sie einzeln und unabhängig von einander zu betrachten. Das erste Glied giebt unmittelbar den von Villarceau rectificirten Savary'schen Satz:

„Die endliche Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes erzeugt eine periodische Ungleichheit, die dadurch vollkommen berücksichtigt wird, dass man die Zeit τ durch

$$\tau - \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} \frac{z(\tau)}{V_0}$$

ersetzt."

Die zweiten Glieder erzeugen nur eine constante Veränderung der elliptischen Bahnelemente Knoten (Ω), Neigung (i) und Distanz des Periastrons vom Knoten (λ). Dies lässt sich sehr einfach so beweisen. Die allgemein bekannten und fortwährend bei Doppelsternbahnberechnungen zur Anwendung kommenden Differentialformeln für den Positionswinkel (p) und Distanz (ϱ) lassen sich nämlich, da wir nur auf eine Veränderung von Ω, i und λ Rücksicht zu nehmen haben, in folgender einfachen Form schreiben:

$$dp = d\Omega - \frac{z}{\varrho}\cos(p-\Omega)\,di + \left(\frac{r}{\varrho}\right)^2 \cos i\, d\lambda$$

$$\frac{d\varrho}{\varrho} = \qquad - \frac{z}{\varrho}\sin(p-\Omega)\,di - \frac{z}{\varrho}\sin i\cos(p-\Omega)\,d\lambda$$

wo r der Radiusvector in der wahren Doppelsternbahn ist. Wenn wir nun die ihrer Richtung nach beliebigen Axen der x und y so legen, dass

$$x = \varrho\cos p\,; \quad y = \varrho\sin p$$

ist, so kann man aus den vorstehenden Gleichungen sofort die folgenden ableiten:

$$dx = -y\,(d\Omega + \cos i\, d\lambda) + z\,[di\sin\Omega - \sin i\cos\Omega\, d\lambda]$$
$$dy = +x\,(d\Omega + \cos i\, d\lambda) - z\,[di\cos\Omega + \sin i\sin\Omega\, d\lambda]$$

Vergleicht man dies mit (8), so ergiebt sich, dass die zweiten Glieder auf der rechten Seite vollständig in Rechnung gezogen erscheinen, wenn gesetzt wird:

$$d\Omega + \cos i\, d\lambda = 0$$
$$-di\sin\Omega + \sin i\cos\Omega\, d\lambda = \frac{\alpha_1}{V_0}$$
$$+di\cos\Omega + \sin i\sin\Omega\, d\lambda = \frac{\beta_1}{V_0}$$

woraus sich durch Auflösung ergiebt:

$$\left.\begin{aligned} V_0\, di &= \beta_1\cos\Omega - \alpha_1\sin\Omega \\ V_0\sin i\, d\lambda &= \beta_1\sin\Omega + \alpha_1\cos\Omega \\ -V_0\, tg\, i\, d\Omega &= \beta_1\sin\Omega + \alpha_1\cos\Omega \end{aligned}\right\} \quad (9)$$

Es sind dies dieselben Gleichungen, welche Villarceau auf viel umständlicherem Wege erhalten hat. Man kann noch bemerken, dass nach der getroffenen Festsetzung über die Richtung der Coordinatenaxen

$$\alpha_1 = \Delta\delta\,, \quad \beta_1 = \cos\delta\cdot\Delta\alpha$$

ist, wo $\Delta\alpha$ und $\Delta\delta$ die Eigenbewegungen in Rectascension bezw. Declination bedeuten.

Wir haben nun noch den Einfluss des dritten Gliedes zu betrachten unter der Voraussetzung, dass die Wirkung der übrigen entweder berücksichtigt worden ist oder vernachlässigt werden kann. Bezeichnet man dann mit ξ und η die Coordinatenwerthe in dem Falle, dass die fraglichen Glieder nicht vorhanden wären und setzt weiter zur Abkürzung:

$$m = \alpha_1 \frac{D(\tau)}{V_0} \mu; \quad n = \beta_1 \frac{D(\tau)}{V_0} \mu$$

so werden die Gleichungen jetzt einfach

$$x = \xi + m; \quad y = \eta + n \tag{10}$$

Hier sind die m und n Constanten. Da die ξ und η (welche der Kürze wegen kurz ungestörte Werthe genannt werden sollen) der Gleichung einer Ellipse genügen, so thun dies auch die x und y. Während aber erstere dem Kepler-schen Flächensatz entsprechen, thun dies die letzteren nicht. Bezeichnet man die beobachteten und die ungestörten Positionswinkel und Distanzen mit p und ϱ bezw. p_0 und ϱ_0, so hat man nach (10)

$$\begin{aligned} \varrho_0 \cos(p - p_0) &= \varrho - m \cos p - n \sin p \\ \varrho_0 \sin(p - p_0) &= \quad - m \sin p + n \cos p \end{aligned}$$

Werden die zweiten Potenzen der als sehr klein anzusehenden Grössen $\frac{m}{\varrho}$ und $\frac{n}{\varrho}$ fortgelassen, so hat man

$$\left.\begin{aligned} p_0 - p &= \frac{m}{\varrho} \sin p - \frac{n}{\varrho} \cos p \\ \varrho_0 - \varrho &= m \cos p - n \sin p \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

Die durch die Verschiedenheit der Lichtgeschwindigkeiten für beide Componenten eines Doppelsternes entstehende Ungleichheit hat also die Form (11) und kann aus den Beobachtungen ermittelt werden.

Betrachtet man die scheinbare Bewegung, so ist diese durch den Ausdruck:

$$\varrho^2 \frac{dp}{dt} = c + m \frac{dy}{dt} - n \frac{dx}{dt}$$

gegeben. Hierin ist $c = \varrho_0{}^2 \frac{dp_0}{dt}$. Aus den beobachteten Coordinatenwerthen kann man die Coefficienten β, γ, δ, ε, ζ in der Gleichung der scheinbaren Ellipse:

$$\beta x^2 + \gamma y^2 + 2 \delta x y + 2 \varepsilon x + 2 \zeta y - 1 = 0 \qquad (12)$$

bestimmen und hieraus die geometrischen Elemente derjenigen Ellipse, deren Projection (12) ist und die so liegt, dass der Coordinatenanfang die Projection eines ihrer Brennpunkte ist. Mit Hülfe der solchergestalt berechneten Bestimmungsstücke können auf die leichteste Weise die jedem Positionswinkel und zugehöriger Distanz entsprechende wahre und excentrische Anomalie v und E gefunden werden. Diese Winkel sind hier durch rein geometrische Beziehungen vollkommen bestimmt. Ihre Abhängigkeit von der Zeit wird aber nicht durch die Keplersche Gleichung vermittelt, sondern durch eine andere, die aufgesucht werden soll. Bezeichnet noch b die kleine Halbaxe und $e = \sin \varphi$ die Excentricität der Ellipse, deren Projection beobachtet wird, so ist:

$$r \cos (v + \lambda) = - a e \cos \lambda + a \cos \lambda \cos E - b \sin \lambda \sin E$$

$$r \sin (v + \lambda) \cos i = \cos i \left\{ - a e \sin \lambda + a \sin \lambda \cos E \right.$$
$$\left. + b \cos \lambda \sin E \right\}$$

Setzt man also:

$$B = a \left\{ (m \sin \Omega - n \cos \Omega) \cos \lambda + \sin \lambda \cos i \, (m \cos \Omega + n \sin \Omega) \right\}$$

$$C = b \left\{ - (m \sin \Omega - n \cos \Omega) \sin \lambda + \cos \lambda \cos i \, (m \cos \Omega + n \sin \Omega) \right\}$$

so wird die obige Gleichung:

$$\varrho^2 \frac{dp}{dt} = c + \left\{C \cos E - B \sin E\right\} \frac{dE}{dt}$$

und da $\varrho^2 \frac{dp}{dt} = a\, b \cos i\, (1 - e \cos E)\, \frac{dE}{dt}$ ist, so hat man:

$$\frac{dE}{dt}\left\{a\, b \cos i\, (1 - e \cos E) + B \sin E - C \cos E\right\} = c$$

Bei der Integration wird man zu berücksichtigen haben, dass für $E = 0$, $t = \tau$ wird, wenn τ die Zeit des Durchganges durch das scheinbare Periastron bedeutet. Es ist demnach:

$$c\,(t - \tau) = ab \cos i\,(E - e \sin E) + B\,(1 - \cos E) - C \sin E$$

Diese Gleichung regelt die scheinbare Bewegung in dem beobachteten Doppelsternsystem. Es geht hieraus hervor, wie sich die Bewegung infolge des untersuchten Aberrationseinflusses ändert und dass diese Veränderung bemerkbar ist, während die constante Veränderung der Bestimmungsstücke der Ellipse als deren Projection (12) zu gelten hat, sich in den Beobachtungen im Allgemeinen nicht geltend machen kann. Ich sage im Allgemeinen, weil sich Fälle anführen lassen, in welchen auch die rein geometrischen Verhältnisse in höchst auffallender Weise umgestaltet werden können. Diese treten ein, wenn m und n so beschaffen sind, dass der Hauptstern ausserhalb der durch (12) bestimmten Ellipse zu liegen scheint. Dass dieses Vorkommniss möglich ist und, sobald die Bahnebene des Doppelsternes mit dem Visionsradius zusammenfällt, strenge genommen immer eintritt, zeigt, in welch höchst merkwürdiger Weise sich eine Verschiedenheit in der Geschwindigkeit des Lichtes beider Sterne äussern kann.

Nach den Untersuchungen des Herrn Ebert ist allerdings zu erwarten, dass der besprochene optische Einfluss immer äusserst gering und in den bisher bekannten Systemen wohl kaum in die Erscheinung treten wird. Seine Grösse hängt wesentlich, wie es bei den *m* und *n* der Fall ist, von der Eigenbewegung und der Parallaxe des Doppelsternes ab. Nur wenn erstere sehr gross, letztere klein und die Helligkeit beider Componenten sehr verschieden ist, könnte man eventuell erwarten, durch die Beobachtungen der Doppelsterne die Frage nach der Abhängigkeit der Lichtgeschwindigkeit von der Intensität zu fördern.

Betrachten wir beispielsweise das Siriussystem. Hier ist der Hauptstern etwa 16000 mal heller als der Begleiter, die jährliche Eigenbewegung ist 1.″31 und seine Parallaxe $\frac{1}{5}''$, was einer Lichtzeit von 16 Jahren entspricht. Die Untersuchungen des Herrn Ebert haben ergeben, dass bei einem Helligkeitsverhältnisse zweier Lichtquellen von 33 : 1, die Veränderung der Lichtgeschwindigkeiten um nicht mehr als 1 : 500,000 ihres Werthes betragen könne. Nimmt man, wie es auch Herr Ebert beispielsweise thut, an, dass bei dem erwähnten Helligkeitsverhältnisse (33 : 1) sich die Lichtgeschwindigkeit gerade um jenen Grenzbetrag (1 : 500,000) ändert und dass diese Aenderung proportional mit dem Helligkeitsquotienten vor sich geht, so würde in der Bahnbewegung des Siriusbegleiters eine periodische Ungleichheit mit dem Coefficienten 0.″02 hervortreten. Als zweites Beispiel mag ein Stern 2. Grösse als Hauptstern und ein solcher 12. Grösse als Begleiter angenommen werden. Die Lichtzeit mag entsprechend einer Parallaxe 0.″08 zu 40 Jahren, die jährliche Eigenbewegung zu 5″ angesetzt werden. Unter denselben Annahmen wie oben wird, da der Helligkeitsquotient 10000 ist, der Coefficient der optischen Ungleichheit 0.″12, ein auf den ersten Blick sehr ansehnlicher Betrag. Man darf aber nicht vergessen, dass hier ein Zusammentreffen günstiger Umstände angenommen worden ist, wie es allerdings durchaus nicht unmöglich, aber doch nicht gerade sehr wahrscheinlich ist. Ferner muss aber daran erinnert werden, mit welchen grossen Schwierigkeiten die Ausmessung eines Doppelsternes mit so ungleich hellen Componenten verknüpft ist, und dass auch die gemachte Annahme, dass überhaupt eine Verschiedenheit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit von dem angegebenen Betrage bestehe und namentlich dass diese proportional mit der Helligkeit wachse, völlig willkürlich war. Immerhin muss aber vom theoretischen Gesichtspunkte aus die Möglichkeit zugegeben werden, dass die Beobachtung hierzu günstiger Doppelsterne gewisse Grenzwerthe ergeben kann. In der Praxis liegt freilich bekanntlich, wegen der sehr beschränkten Genauigkeit, welche namentlich systematische Beobachtungsfehler in diesem Theile der beobachtenden Astronomie gestatten, die Sache anders.