Mit der Feder A wurde nach Formel (8)

$$\frac{8JE}{3lemg} = 2R$$

zu groß, l ist ein Factor des Nenners und vergrößert somit den Bruch.

Beim ersten Pendel z. B. ist die Oscillationsdauer für 5° kleiner als für 3°; die Differenz nimmt ab, wenn das Gewicht des Pendels zunimmt; in der That ist mg ein Factor des Nenners; beim vierten Pendel sind die Schwingungen fast isochron.

Mit der zweiten Feder B wurde

$$\frac{8JE}{3lemg} = 2R$$

beinahe 1; man hat auch den Isochronismus für alle Schwingungen.

Die Formel (8) kann benutzt werden, um eine Dimension der Feder zu berechnen, wenn die übrigen Elemente bekannt sind.

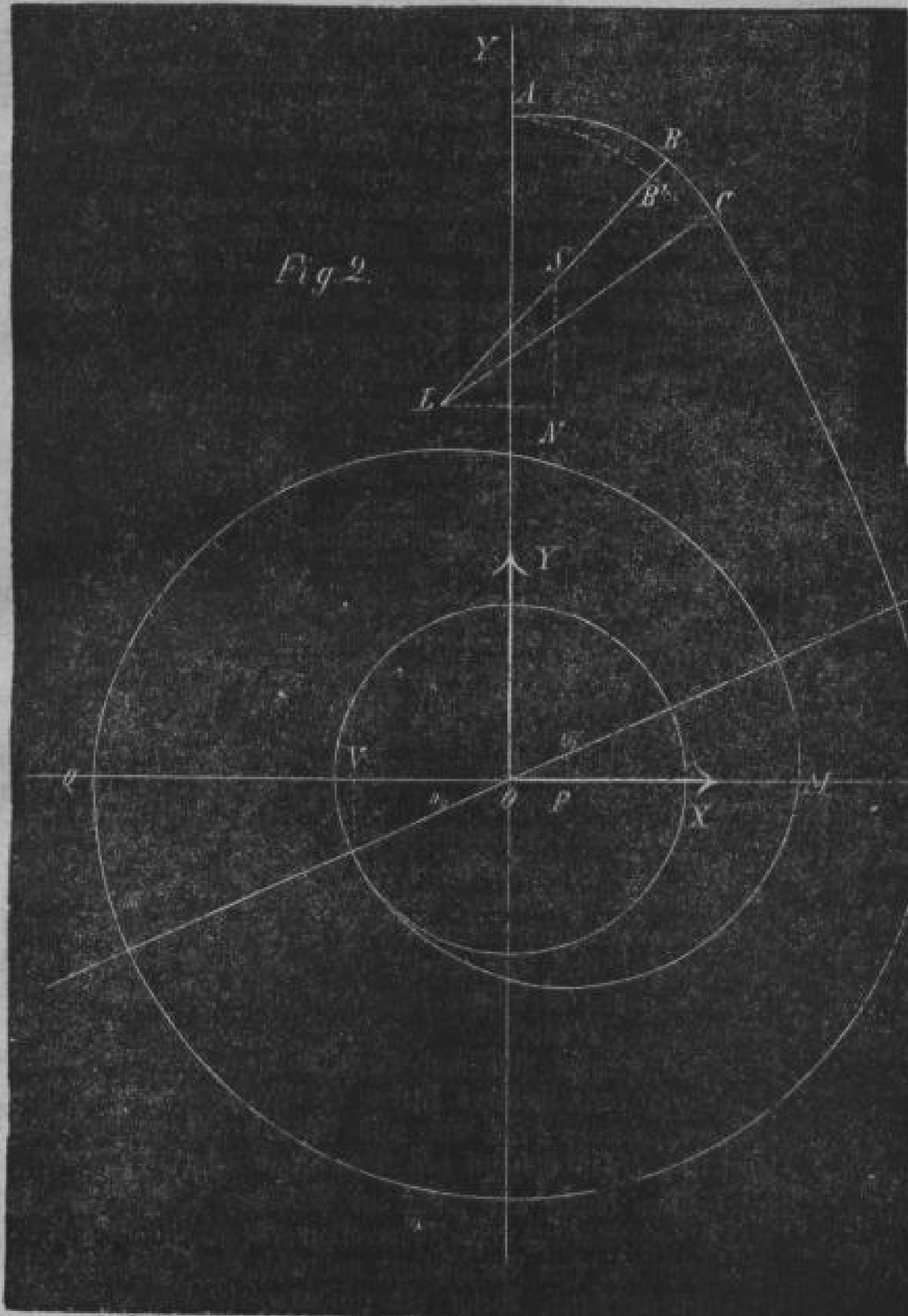
Man kann den nützlichen Einfluß der Feder ohne Mühe in der Figur 1 nachweisen.

Zerlegt man die biegende Kraft P in zwei Seitenkräfte, von denen eine senkrecht auf AI steht, so hat diese Componente den Werth

$$P\cos.\varphi = \frac{2EJ\,tg.\varphi}{h^2}\cos.\varphi \quad \text{oder} \quad \frac{2JE\sin.\varphi}{h^2}.$$

Die normale Reaction der Feder nimmt zu proportional mit dem Sinus des Ablenkungswinkels.

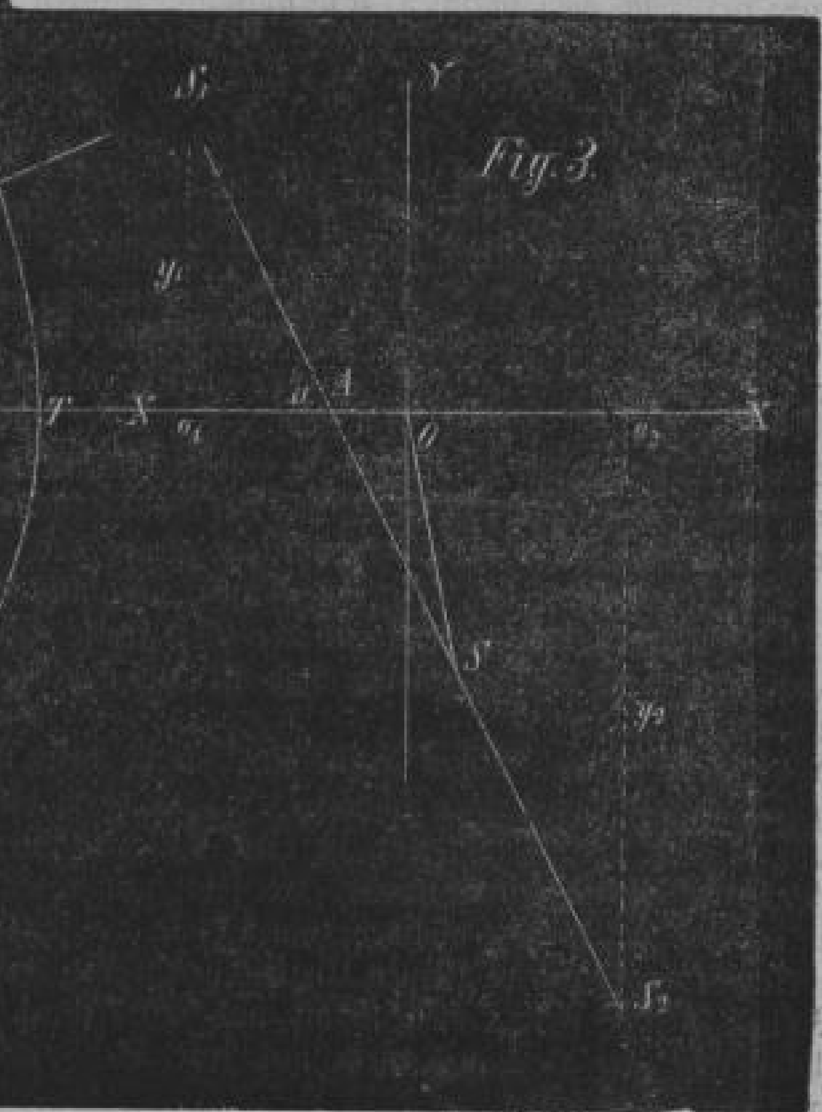
Der Hebelarm AI dieser normalen Federkraft wächst zwischen $^2/_3\,h$ und $\frac{^2/_3\,h}{\cos.\beta}$; er wird somit mit der Amplitude größer. Dieser Zuwachs des Hebelarmes der normalen Reaction bringt den Isochronismus hervor.




## II.

## Isochronismus der Unruhe.

In den gewöhnlichen Taschenuhren hat die flache Feder die Gestalt einer Spirale, deren Gänge beinahe kreisrund sind. In den Chronometern bildet die Feder eine cylindrische Schraubenlinie, deren Enden zwei symetrische Curven sind, die sich gegen den Mittelpunkt hin biegen. Herr Phillips hat in dem soben angezeigten Werke „Mémoire sur le spiral réglant" die Endcurven der Schraubenlinie bestimm t; man kann nun — mit einigen Aenderungen — das




gleiche Verfahren anwenden, um die Endcurve einer flachen Spirale zu finden.

Die Ordinatenaxe Y gehe durch den Mittelpunkt der Unruhe und durch den festen Anfangspunkt A der Federspirale (Fig. 2); x und y seien die Coordinaten eines beliebigen Punktes B der Curve. Das Schwungrad und die Feder seien im Sinne des Uhrzeigers gedreht worden; K sei das Moment eines Kräftepaares, welches man anbringen müßte, um die Unruhe in der neuen Lage zu befestigen. Die Drehaxe des Schwungrades erleidet einen Druck, den wir zerlegen können, und die Zapfenlager reagiren in den Richtungen X und Y.

Das Moment der innern Spannungen einer gekrümmten Feder ist, wie früher angegeben wurde, $M = \frac{JE}{r}$. Bezeichnen nun $r_0$ und r die Krümmungsradien in B vor und nach der Drehung, so ist

$$JE\left\{\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0}\right\}$$

die Zunahme des elastischen Momentes, zufolge der Drehung. (Der Krümmungsradius r in B' ist kleiner als $r_0$ in B).

Der Theil der Spirale zwischen dem Punkte B und dem Schwungrade kann als eine starre Verbindung gedacht werden; es wirken dann in B die elastischen Spannungen des nicht fest gedachten Theiles.

Die äußeren Kräfte bestehen aus dem Kräftepaare K, aus dem Drucke Y mit dem Hebelarm x und endlich aus dem Drucke X mit dem Hebelarm y. Für den Beharrungszustand hat man in B' die Gleichung:

$$JE\left\{\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0}\right\} = K + Yx - Xy \qquad (1).$$

(Fortsetzung folgt.)