denen Specialzwecken mit kleinen Abänderungen passend gemacht worden. Es hat eine direkte Oeffnungsweite von 12 mm. und mittels der Anschläge kann man Gegenstände bis zu 24 mm. messen. Ein Stift, welcher in der Mitte des großen Rechens befestigt ist und durch einen bogenförmigen Ausschnitt in der Platte bis an die obere Fläche derselben reicht, dient zum Ablesen der ganzen Millimeter. Dieses Maß habe ich, der Einfachheit halber, ganz offen ausgeführt und es mit 4 starken Füßen versehen.

Das Fasermaß.

Verschiedene Anfragen veranlaßten mich, ein hinreichend solides Instrument herzustellen, womit $^1/_{500}$ des Millim. direkt abgelesen werden kann. Die Construction ist ganz ähnlich der des eben beschriebenen Rädermaßes, nur sind die Hebelverhältnisse so abgeändert, daß sie die stärkere Vervielfältigung ergeben und das ganze Instrument ist etwas größer. Es öffnet nur 5 mm. weit, kann aber ebenfalls durch Anschläge zu größeren Oeffnungsweiten gebracht werden. Da die ersten Maße dieser Art zum Messen von Gespinnstfasern verlangt wurden, erhielten sie den obigen Namen. Inzwischen haben sie aber auch Verwendung bei der Fabrikation von Spiralfedern und beim Sortiren derselben, bei der Anfertigung von leonischen und Golddrähten für Goldspinnereien, in Papierfabriken zum Messen der Papierstärken und zu verschiedenen wissenschaftlichen und praktischen Zwecken gefunden.

Um den vielfach an mich gerichteten Anfragen entgegenzukommen, stelle ich hier die Preise meiner Meßwerkzeuge nochmals zusammen, indem ich bemerke, daß ich fortwährend einigen Vorrath davon am Lager habe und Maße für spezielle Zwecke nach Angabe schnellstens ausführe.

Schublehre mit Metertheilung und Nonius um Zehntel abzulesen	14 M.
„ „ „ „ „ mit Mikrometerschraube und Zirkelspitzen	20 „
Zehntelmaß	4 „
Mikrometer, rund, $^1/_{100}$ mm. anzeigend	27 „
Rädermaß 1 in f. Mahagonikästchen	42 „
„ 2, in Papp-Etui	33 „
Fasermaß, $^1/_{500}$ mm. anzeigend in f. Mahagonikästchen	40 „

Netto gegen Baar.

Alle Maße, welche Zifferblätter haben, sind zum Schutze desselben mit einem starken Glase versehen.

Ueber den Isochronismus des Pendels und der Unruhe.

von **F. Brönnimann**, Director der Uhrmacherschule Biel.

(Fortsetzung.)

Das Differential hat nun den Werth:

$$dt = \sqrt{\frac{L}{g}}\,\frac{d\varphi}{\sqrt{2(\cos.\varphi - \cos.\beta)\left\{1+\frac{2R}{\cos.\varphi+\cos.\beta}\right\}}},$$

$$dt = \sqrt{\frac{L}{g}}\,\frac{d\varphi}{\sqrt{(\beta^2-\varphi^2)\left(1-\frac{\beta^2+\varphi^2}{12}\right)\left\{1+R\left(1+\frac{\varphi^2+\beta^2}{4}\right)\right\}}}$$

Man hat die vierten Potenzen in der Division von 2 durch $\cos\varphi + \cos.\beta$ vernachläßigt.

$$dt = \sqrt{\frac{L}{g}}\,\frac{d\varphi}{\sqrt{\beta^2-\varphi^2}\sqrt{(1+R)-\frac{1-2R}{12}(\beta^2+\varphi^2)}}$$

oder

$$dt = \sqrt{\frac{L}{g(1+R)}}\,\frac{d\varphi}{\sqrt{\beta^2-\varphi^2}\sqrt{1-\frac{1-2R}{12(1+R)}(\beta^2+\varphi^2)}}$$

Setzen wir

$$R' = \frac{1-2R}{12(1+R)},$$

entwickeln wir nach dem Binome, so wird

$$dt = \sqrt{\frac{L}{g(1+R)}}\,\frac{\left[1+\frac{R'}{2}(\beta^2+\varphi^2)\right]d\varphi}{\sqrt{\beta^2+\varphi^2}}, \text{ oder}$$

$$dt = \sqrt{\frac{L}{g(1+R)}}\left\{\frac{d\varphi}{\sqrt{\beta^2-\varphi^2}}+\frac{R'\beta^2 d\varphi}{2\sqrt{\beta^2-\varphi^2}}+\frac{R'\varphi^2 d\varphi}{2\sqrt{\beta^2-\varphi^2}}\right\} \text{ und}$$

$$t = \sqrt{\frac{L}{g(1+R)}}\left\{\left(1+\frac{3R'}{4}\beta^2\right)\text{Arc sin.}\frac{\varphi}{\beta}-\frac{R'}{4}\varphi\sqrt{\beta^2-\varphi^2}\right\}.$$

Nimmt man das Integral zwischen den Grenzen O und β und multiplicirt mit 2, so hat man für die Oscillationsdauer

$$T = \pi\sqrt{\frac{L}{g(1+R)}}\left\{1+\frac{3R'\beta^2}{4}\right\} \qquad (7).$$

Die Constanten haben dabei die Werthe

$$R = \frac{4JE}{3lmeg}, \qquad R' = \frac{1-2R}{12(1+R)}.$$

Um die Richtigkeit der Formel zu erfahren, nehmen wir an, die Feder werde entfernt, dann ist:

$$R = \frac{4JE}{3lmeg} = 0, \text{ und } R' = \frac{1}{12}.$$

Die Schwingungsdauer hat in diesem Falle den Werth

$$t = \pi\sqrt{\frac{L}{g}}\left(1+\frac{\beta^2}{16}\right);$$

bekanntlich hat man für kleine Schwingungen

$$t = \pi\sqrt{\frac{L}{g}}\left\{1+\frac{1}{16}\sin.^2\beta\right\}.$$

Die Formel (7) enthält die Auflösung des Problems; ist der Ausdruck

$$1+\frac{3R'\beta_2}{4} = 1,$$

so hat die Schwingungszeit eine von der Amplitude unabhängige Dauer: zu diesem Zwecke muß $R' = O$ oder $1-2R = O$, oder

$$R = {}^1/_2 = \frac{4JE}{3lemg},$$

also

$$\frac{8JE}{3lmeg} = 1 \qquad (8)$$

sein.

Wäre R' negativ oder $2R > 1$, so hätte man mehr als den Isochronismus erreicht; die Oscillationsdauer größerer Amplituden wäre kleiner als diejenige der kleinen Schwingungen. Die theoretischen Resultate stimmen vollkommen mit den Experimenten der Herren Laugier und Winnerl überein. Sie beobachteten die Schwingungszeit von 2000 Schwingungen mit zwei Federn A und B; die erste A hatte eine Breite von 5mm., eine Dicke von $^{24}/_{100}$mm. und eine Länge von 1mm.; die zweite B hatte gleiche Breite, gleiche Dicke, aber eine Länge von 3mm.

Versuche der Herren Laugier und Winnerl.

Mit der ersten Feder A.

Gewicht des Pendels.	Schwingungsdauer für 2000 Oscillationen. Amplitude 1°	3°	5°
2 Kil.	1977",00	1975",85	1974",37
4 Kil.	2010",55	2009",84	2008",93
6 Kil.	2020",31	2019",80	2019",34
8 Kil.	2027",04	2026",68	2026",38

Mit der zweiten Feder B.

Gewicht des Pendels.	Schwingungsdauer für 2000 Oscillationen. Amplitude 1°	3°	5°
4 Kil.	2024",96	2024",89	2024",99
6 Kil.	2030",28	2030",33	2030",37
8 Kil.	2034",81	2034",92	2034",98