

<b>Zeitschrift:</b>	Schweizerische Zeitschrift für Vermessungswesen und Kulturtechnik = Revue technique suisse des mensurations et améliorations foncières
<b>Herausgeber:</b>	Schweizerischer Geometerverein = Association suisse des géomètres
<b>Band:</b>	36 (1938)
<b>Heft:</b>	5
<b>Artikel:</b>	Das astasierte elastische Pendel als Schweemesser [Schluss]
<b>Autor:</b>	Baeschlin, C.F.
<b>DOI:</b>	<a href="https://doi.org/10.5169/seals-197303">https://doi.org/10.5169/seals-197303</a>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 21.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

SCHWEIZERISCHE  
**Zeitschrift für Vermessungswesen und Kulturtechnik**

ORGAN DES SCHWEIZ. GEOMETERVEREINS

Offiz. Organ der Schweiz. Gesellschaft für Kulturtechnik / Offiz. Organ der Schweiz. Gesellschaft für Photogrammetrie

**Revue technique suisse des mensurations et améliorations foncières**

ORGANE DE LA SOCIÉTÉ SUISSE DES GÉOMÈTRES

Organe officiel de l'Association Suisse du Génie rural / Organe officiel de la Société Suisse de Photogrammétrie

Redaktion: Dr. h. c. C. F. B A E S C H L I N, Professor, Zollikon (Zürich)

Ständ. Mitarbeiter f. Kulturtechnik: Dr. H. FLUCK, Dipl. Kulturing., Villa Lepontia, Bellinzona-Ravecchia

Redaktionsschluß: Am 1. jeden Monats

Expedition, Inseraten- und Abonnements-Annahme:

BUCHDRUCKEREI WINTERTHUR VORMALS G. BINKERT, A.-G., WINTERTHUR

No. 5 • XXXVI. Jahrgang

der „Schweizerischen Geometer-Zeitung“  
Erscheinend am zweiten Dienstag jeden Monats

10. Mai 1938

Inserate: 50 Cts. per einspaltige Nonp.-Zeile

Abonnements:

Schweiz Fr. 12.—, Ausland Fr. 15.— jährlich  
Für Mitglieder der Schweiz. Gesellschaften für

Kulturtechnik u. Photogrammetrie Fr. 9.— jährl.

Unentgeltlich für Mitglieder des  
Schweiz. Geometervereins

**Das astasierte elastische Pendel als Schweremesser.**

Von Prof. Dr. C. F. Baeschlin, Zollikon.

(Schluß.)

Die Lösung der Differentialgleichung (27) führt zu dem Integral

$$(34) \quad T = \sqrt{\frac{J}{\tau - \gamma}} \int_{\Theta_2}^{\Theta_1} \frac{d\Theta}{\sqrt{\Theta_1^2 - \Theta^2 - 2(N+1)\varphi(\Theta_1 - \Theta) + \frac{N}{12}(\Theta_1^4 - \Theta^4)}}$$

Bezeichnen wir die Elongation für die Ruhelage des Pendels mit  $\Theta_0$ , so ist für  $\Theta = \Theta_0$  in Gleichung (27)  $\frac{d^2\Theta}{dt^2} = 0$  und wir erhalten

$$\tau(\Theta_0 - \varphi) - \gamma \sin \Theta_0 = 0.$$

Entwickelt man  $\sin \Theta_0$  in die Reihe und geht bis zu Gliedern 3. Ordnung, so erhält man nach einfacher Reduktion

$$(35) \quad (N+1)\varphi = \Theta_0 \left(1 + \frac{N\Theta_0^2}{6}\right)$$

Nun wollen wir die Elongationen nicht mehr von der Vertikalen, sondern von der Ruhelage aus zählen und sie mit  $x$  bezeichnen.

Das bedingt die Substitution.

$$x = \Theta - \Theta_0; \quad \Theta = \Theta_0 + x.$$

$$x_1 = \Theta_1 - \Theta_0; \quad x_2 = \Theta_2 - \Theta_0$$

Damit geht (34) über in

$$(36) \quad T = \sqrt{\frac{J}{\tau - \gamma}} \int_{x_2}^{x_1} \frac{dx}{\sqrt{\left(1 + \frac{N\Theta_0^2}{2}\right)(x_1^2 - x^2) + \frac{N\Theta_0}{3}(x_1^3 - x^3) + \frac{N}{12}(x_1^4 - x^4)}}$$

Der Radikand von (36) hat außer der Wurzel  $x_1$  noch die 2. reelle Wurzel  $x_2$ , die in (36) als untere Grenze erscheint; dies deshalb, weil, wenn der Radikand verschwindet,  $\frac{dx}{dt} = 0$  ist,  $x$  also ein Extremum ist.  $x_1$  ist das Maximum,  $x_2$  das Minimum von  $x$ .

Dividieren wir den Radikanden von (36) durch  $(x_1 - x)$ , so bleibt der Ausdruck übrig

$$(37) \quad g(x) = \left(1 + \frac{N\Theta_0^2}{2}\right)(x_1 + x) + \frac{N\Theta_0}{3}(x_1^2 + x_1 x + x^2) + \frac{N}{12}(x_1^3 + x_1^2 x + x_1 x^2 + x^3)$$

Setzt man ihn gleich Null, so findet man als die einzige reelle Wurzel von  $g(x) = 0$   $x_2$ . Setzen wir

$$x_2 = -x_1 - \Delta$$

so folgt für  $\Delta$  die kubische Gleichung

$$\frac{N}{12}\Delta^3 + \left(\frac{N x_1}{6} - \frac{N\Theta_0}{3}\right)\Delta^2 + \left(1 + \frac{N\Theta_0^2}{2} - \frac{N\Theta_0 x_1}{3} + \frac{N x_1^2}{6}\right)\Delta = \frac{N\Theta_0 x_1^2}{3}$$

Lassen wir die Glieder mit  $\Delta^2$  und  $\Delta^3$  weg, so ergibt sich

$$(38) \quad \Delta = \frac{\frac{N\Theta_0 x_1^2}{3}}{1 + \frac{N\Theta_0^2}{2} - \frac{N\Theta_0 x_1}{3} + \frac{N x_1^2}{6}}$$

Man erkennt daraus, daß  $\Delta$  klein ist, weshalb man sich die Vernachlässigung der Glieder mit  $\Delta^2$  und  $\Delta^3$  gestatten darf.

Wir setzen

$$\frac{g(x)}{x - x_2} = a x^2 + 2 b x + c$$

Da wir jetzt  $x_2$  als Funktion von  $x_1$ ,  $\Theta_0$  und  $N$  kennen, können wir auch die Koeffizienten  $a$ ,  $b$  und  $c$  durch  $x_1$ ,  $\Theta_0$  und  $N$  bestimmen.

Damit wird

$$(39) \quad T = \sqrt{\frac{J}{\tau - \gamma}} \int_{x_2}^{x_1} \frac{dx}{\sqrt{-(x - x_1)(x - x_2)(ax^2 + 2bx + c)}}$$

Das elliptische Integral in (39) kann verhältnismäßig einfach auf die Normalform erster Gattung gebracht werden. Wir müssen das hier übergehen. Näheres darüber werde ich im Bulletin géodésique der Internationalen Assoziation für Geodäsie veröffentlichen.

Wir finden für die Schlagdauer  $T$  den Ausdruck

$$(40) \quad T = \pi \sqrt{\frac{J}{\tau - \gamma}} \left[ 1 - \frac{N x_1^2}{16} - \frac{N \Theta_0^2}{4} - \frac{N^2 \Theta_0 x_1^3}{48} + \frac{3 N^2 \Theta_0^4}{32} + \frac{19 N^2 x_1^4}{3072} + \frac{29 N^2 \Theta_0^2 x_1^2}{192} \right]$$

Setzen wir  $\Theta_0 = 0$  (was eintritt, wenn  $\varphi = 0$  ist) und nehmen  $x_1$  sehr klein an, so erhalten wir die Schlagdauer, die wir früher  $T_0$  genannt haben,

$$(33a) \quad T_0 = \pi \sqrt{\frac{J}{\tau - \gamma}}$$

Man erkennt aus (40), daß  $T$  immer kleiner als  $T_0$  ist. Die Glieder mit  $N^2$  können für die Verhältnisse, die bei praktischen Versuchen auftreten, ohne weiteres vernachlässigt werden. Damit wird

$$(41) \quad T_0 = T \left( 1 + \frac{N x_1^2}{16} + \frac{N \Theta_0^2}{4} \right)$$

Mit Hilfe dieser Formel können wir also aus der beobachteten Schlagdauer  $T$ , das  $T_0$ , das für unendlich kleine Amplitude und fehlerlose Aufstellung ( $\varphi = 0$ ) gilt, berechnen.

Damit ist aber  $N$  noch nicht bestimmt.

Wohl können wir  $T_0$  wie folgt schreiben

$$(42) \quad T_0 = \pi \sqrt{\frac{J}{\gamma}} \frac{\gamma}{\tau - \gamma} = \pi \sqrt{\frac{J}{\gamma}} N$$

Da wir aber  $J$  und  $\gamma$  nicht kennen, so genügt (42) noch nicht zur Bestimmung von  $N$ .

Nun können wir aber das Pendel umkehren, so daß die Pendelstange unter dem Torsionsdraht sich befindet.

Für diesen Fall geht die Differentialgleichung (27) über in die folgende:

$$(43) \quad J \frac{d^2 \vartheta}{dt^2} + \tau (\vartheta - \varphi') + \gamma \sin \vartheta = 0$$

Die Schlagdauer des Pendels mit Gewicht unten,  $T_u$ , ergibt sich

$$(44) \quad T_u = 2 \sqrt{\frac{J}{\tau + \gamma}} \int_{\vartheta_2}^{\vartheta_1} \frac{d\vartheta}{\sqrt{(\vartheta_1^2 - \vartheta^2) - \frac{2\tau\varphi'}{J}(\vartheta_1 - \vartheta) - \frac{\gamma}{12(\tau + \gamma)}(\vartheta_1^4 - \vartheta^4)}}$$

Wir setzen

$$(45) \quad \frac{\gamma}{\tau + \gamma} = n$$

Wenn  $N$  groß ist (Größenordnung praktisch  $\sim 200$ ) so ist  $n \sim \frac{1}{2}$

In ähnlicher Weise, wie für Gewicht oben können wir auch hier die Elongation  $\vartheta_0$  für die Ruhelage berechnen. Wir finden

$$(46) \quad \vartheta_0 \left(1 - \frac{n \vartheta_0^2}{6}\right) = \frac{\tau}{\tau + \gamma} \varphi'$$

Damit geht (45) über in

$$(47) \quad T_u = 2 \sqrt{\frac{J}{\tau + \gamma}} \int_{\vartheta_2}^{\vartheta_1} \frac{d\vartheta}{\sqrt{\vartheta_1^2 - \vartheta^2 - 2\vartheta_0 \left(1 - \frac{n \vartheta_0^2}{6}\right) (\vartheta_1 - \vartheta) - \frac{n}{12} (\vartheta_1^4 - \vartheta^4)}}$$

Auch hier können wir die Elongationen von der Gleichgewichtslage aus einführen. Nennen wir sie  $\xi$ , so wird

$$\xi = \vartheta - \vartheta_0$$

Damit erhalten wir

$$(48) \quad T_u = 2 \sqrt{\frac{J}{\tau + \gamma}} \int_{\xi_2}^{\xi_1} \frac{d\xi}{\sqrt{\left(1 - \frac{n \vartheta_0^2}{2}\right) (\xi_1^2 - \xi^2) - \frac{n \vartheta_0}{3} (\xi_1^3 - \xi^3) - \frac{n}{12} (\xi_1^4 - \xi^4)}}$$

Dividiert man den Radikanden durch  $\xi_1 - \xi$ , und setzt den Quotienten gleich Null, so findet man  $\xi_2$ .

Setzt man

$$(49) \quad \xi_2 = -\xi_1 + \delta$$

so erhält man

$$(50) \quad \delta = \frac{\frac{n \vartheta_0 \xi_1^2}{3}}{1 - \frac{n \xi_1^2}{6} + \frac{n \vartheta_0 \xi_1}{3} - \frac{n \vartheta_0^2}{2}}$$

Damit kann man das elliptische Integral (48) in analoger Weise, wie für Gewicht oben, auf die Normalform bringen. Man findet

$$(51) \quad T_u = \pi \sqrt{\frac{J}{\tau + \gamma}} \left[ 1 + \frac{n \xi_1^2}{16} + \frac{n \vartheta_0^2}{4} - \frac{n^2 \vartheta_0 \xi_1^3}{48} + \frac{3 n^2 \vartheta_0^4}{32} + \frac{19 n^2 \xi_1^4}{3072} + \frac{29 n^2 \vartheta_0^2 \xi_1^2}{192} \right]$$

Setzen wir

$$(52) \quad T_{0u} = \pi \sqrt{\frac{J}{\tau + \gamma}}$$

so folgt unter Vernachlässigung der Glieder mit  $n^2$

$$(53) \quad T_{0u} = T_u \left[ 1 - \frac{n \xi_1^2}{16} - \frac{n \vartheta_0^2}{4} \right] \cong T_u \left[ 1 - \frac{\xi_1^2}{32} - \frac{\vartheta_0^2}{8} \right]$$

Damit haben wir nun die Möglichkeit gewonnen,  $N$  zu bestimmen.

Wir lassen das elastische Pendel am selben Ort schwingen ( $g$  und  $\gamma$  bleiben unverändert) und bestimmen die zugehörigen Schlagdauern  $T(x_1, \Theta_0)$  und  $T_u(\xi_1, \vartheta_0)$  und aus ihnen mit Hilfe der Formeln (41) und (53)  $T_0$  und  $T_{0u}$ ; dann können wir  $N$  wie folgt berechnen.

Aus (42) folgt

$$T_0 = \pi \sqrt{\frac{J}{\gamma}} \sqrt{N}$$

Aus (52) finden wir analog

$$(54) \quad T_{0u} = \pi \sqrt{\frac{J}{\gamma}} \sqrt{\frac{\gamma}{\tau + \gamma}}$$

$$\frac{\gamma}{\tau + \gamma} \text{ können wir schreiben} = \frac{1}{\frac{\tau}{\gamma} + 1}.$$

Nun ist aber nach (13)

$$\frac{\tau}{\gamma} = \frac{N+1}{N}$$

Damit wird

$$(55) \quad \frac{\gamma}{\tau + \gamma} = \frac{1}{\frac{N+1}{N} + 1} = \frac{N}{2N+1}$$

und

$$(56) \quad T_{0u} = \pi \sqrt{\frac{J}{\gamma}} \sqrt{\frac{N}{2N+1}}$$

Wir dividieren (42) durch (56) und erhalten

$$\frac{T_0}{T_{0u}} = \sqrt{2N+1} \text{ und daraus}$$

$$2N+1 = \frac{T_0^2}{T_{0u}^2} \text{ und}$$

$$(57) \quad N = \frac{T_0^2 - T_{0u}^2}{2T_{0u}^2} = \frac{(T_0 - T_{0u})(T_0 + T_{0u})}{2T_{0u}^2}.$$

Da wir so also in der Lage sind, auf jeder Station die Astasierung  $N$  zu ermitteln, können wir also auch nach der dynamischen Methode das durch die Formel (18) gekennzeichnete Problem lösen.

Bei der dynamischen Methode wird die Berechnung aber bequemer, wenn man nicht auf die „Astasierung“  $N$  zurückgeht, sondern nach dem Vorschlag von *Holweck*<sup>1</sup> zwei geeignete Instrumentalkonstanten einführt.

Wir gehen von der Formel (33a) aus.

$$(33a) \quad T_0 = \pi \sqrt{\frac{J}{\tau - \gamma}} = \pi \sqrt{\frac{J}{\tau - m \rho g}}$$

und erkennen, daß es einen Wert von  $g$  gibt, den wir mit  $g_0$  bezeichnen wollen, für den der Nenner von (33a) verschwindet, wo also

$$\tau - m \rho g_0 = 0.$$

Dieser dem betreffenden Instrument eigene Wert  $g_0$  wird daher

$$(58) \quad g_0 = \frac{\tau}{m \rho}$$

Für ihn wird  $N = \infty$ ;  $T_0 = \infty$

$g_0$  muß natürlich so groß gewählt werden, daß es größer ist, als alle zu erwartenden Werte von  $g$  und daß die Astasierung  $N$  nicht zu groß wird.

Durch Quadrierung von (33a) erhalten wir:

$$(59) \quad T_0^2 = \pi^2 \frac{J}{\tau - m \rho g}$$

Wir setzen

$$g = g_0 + (g - g_0)$$

und erhalten damit aus (59)

$$g - g_0 = - \frac{\pi^2 J}{m \rho} \cdot \frac{1}{T_0^2}$$

Wir setzen

$$(60) \quad K = \frac{\pi^2 J}{m \rho}$$

$g_0$  und  $K$  sind reine Instrumentalkonstanten, unabhängig vom Beobachtungsort.

Wir erhalten damit:

$$(61) \quad g = g_0 - \frac{K}{T_0^2}$$

Sobald  $g_0$  und  $K$  bekannt sind, läßt sich mit Hilfe von (61) das  $g$  aus  $T_0$  in der einfachsten Weise berechnen.

Aus (52) erhalten wir

$$(62) \quad T_{0u}^2 = \pi^2 \frac{J}{\tau + m \rho g}$$

<sup>1</sup> *F. Holweck*, Chef des Travaux à l’Institut du Radium de la Faculté des Sciences de l’Université de Paris, Description du nouveau gravimètre Holweck-Lejay. Résultats obtenus. Bulletin géodésique 1935, n° 46, pages 295–303.

Aus (59) und (62) bilden wir:

$$(63) \quad T_0^2 \cdot T_{0u}^2 = \pi^4 \frac{J^2}{(\tau - m \rho g)(\tau + m \rho g)}$$

und

$$(64) \quad T_0^2 - T_{0u}^2 = \pi^2 J \left( \frac{1}{\tau - m \rho g} - \frac{1}{\tau + m \rho g} \right)$$

$$= \pi^2 J \frac{2 m \rho g}{(\tau - m \rho g)(\tau + m \rho g)}$$

Damit wird

$$\frac{T_0^2 \cdot T_{0u}^2}{T_0^2 - T_{0u}^2} = \frac{\pi^2 J}{m \rho} \frac{1}{2 g} = \frac{K}{2 g}$$

und wir erhalten:

$$(65) \quad K = 2 g \frac{T_0^2 \cdot T_{0u}^2}{T_0^2 - T_{0u}^2}$$

Aus (61) ergibt sich

$$g_0 = g + \frac{K}{T_0^2}$$

Setzen wir hier  $K$  nach (65) ein, so folgt

$$(66) \quad g_0 = g + 2 g \frac{T_{0u}^2}{T_0^2 - T_{0u}^2} = g \left[ 1 + 2 \frac{T_{0u}^2}{T_0^2 - T_{0u}^2} \right]$$

Wenn wir daher auf einer Station mit der Schwerkraft  $g$ , die wir schon kennen, die Schlagdauer unseres Pendels mit Gewicht oben ( $T_0$ ) und Gewicht unten ( $T_{0u}$ ) bestimmen, so können wir mit Hilfe der Formeln (65) und (66) die Instrumentalkonstanten  $g_0$  und  $K$  ermitteln und mit ihrer Hilfe auf jeder Station mit unbekanntem  $g$  dessen Wert allein aus der Bestimmung von  $T_0$  mit Gewicht oben nach der Formel (61) berechnen.

Aus der früher abgeleiteten Formel

$$T_0 = \pi \sqrt{\frac{J}{\gamma}} \sqrt{N}$$

finden wir die Beziehung

$$(67) \quad \frac{g T_0^2}{N} = K$$

Daraus erkennen wir: Während beim gewöhnlichen (nicht astasierten) invariablen Schwerkörpern  $g T_0^2$  konstant ist, ergibt sich beim astasierten elastischen Pendel

$$\frac{g T_0^2}{N} = \text{konstant} = K$$

Man erkennt aus dem Vorstehenden, insbesondere aus den Formeln (65), (66) und (61), daß man nur auf *einer* Anschlußstation, auf der  $g$  anderweitig bestimmt ist, Messungen der Schlagdauer mit Gewicht unten durchführen muß, sich im übrigen aber auf die Ermittlung der Schlagdauer in der Normalstellung, mit Gewicht oben, beschränken kann. *Holweck* zeigt a. a. O., daß man überhaupt auf die Messungen mit Gewicht unten verzichten kann, wenn man die Schlagdauer mit Gewicht oben auf zwei Stationen mit bekannten  $g$ -Werten, die aber möglichst stark voneinander verschieden sein müssen, bestimmt. Man erhält damit ebenfalls die Instrumentenkonstanten  $g_0$  und  $K$ . Wenn mehr als zwei Anschlußstationen vorhanden sind, bestimmt man  $g_0$  und  $K$  durch eine Ausgleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate. Wir treten hier darauf nicht näher ein.

Bisher haben wir vorausgesetzt, daß unser Pendel mit einem Torsionsdraht verbunden sei. Diese Lösung hat aber verschiedene Nachteile. Pater *Lejay*, ein französischer Geodät, hat seinen Schweremesser so ausgebildet, daß er die Pendelstange aus Quarz an einer kurzen Feder aus Elinvar befestigt hat. Seine Konstruktion ist dann von *F. Holweck* vervollkommen worden. Um die Dämpfung der Pendelschwingungen durch die Luft möglichst zu vermindern, schloß er das Pendel in eine fast luftleere Röhre ein, die man in der Figur 1 schwach angedeutet erkennt.

In diese Röhre ist außerdem ein empfindliches Thermometer eingeschlossen, um die Temperatur der Feder bestimmen zu können. Der Elastizitätskoeffizient und damit der Torsionskoeffizient sind nämlich von der Temperatur abhängig. Der Apparat ist ferner mit einer Spiegelablesung versehen, um die Amplitude bestimmen zu können, ebenso wie die Größe  $\Theta_0$ , d. h. die Abweichung der Ruhelage von der Lotrechten. In der Figur 2 erkennt man die empfindliche Libelle, die zur möglichst korrekten Aufstellung des Instrumentes verwendet wird. Um die Schwingungsdauer möglichst genau bestimmen zu können, werden die Schwingungen elektrisch registriert. Da die Masse des Pendels sehr klein ist (einige Gramm), so kann natürlich keine Rede davon sein, irgend eine mechanische Registrierung zu verwenden. Vielmehr unterbricht eine oben an der Pendelstange angebrachte dünne Stange einen Lichtstrahl, wenn das Pendel durch die Ruhelage geht. Dieser Lichtstrahl wird auf eine photoelektrische Zelle geleitet. Mittels eines Verstärkerapparates werden die Ströme, die in der Zelle durch die Belichtung entstehen und durch die Verdunkelung verschwinden, so weit verstärkt, daß ein elektro-magnetischer Registrierapparat betätigt werden kann.

Der Apparat von *Holweck-P. Lejay* besitzt in Paris ( $g = 980.941 \text{ gr cm}^{-2}$ ) eine Astasierungskonstante  $N = 172.61$ . Die Schlagdauer beträgt bei Stange oben 3.1735 Sekunden. Man registriert entweder 20 Vollschwingungen, was ca. 2 Minuten dauert oder die ersten 5 Vollschwingungen und die 50., 75. und 100. Schwingung. Da die Registrierung im ersten Fall auf  $1/1000$  Sekunde genau erfolgen kann, so erhält man die Schwingungsdauer mindestens auf  $1/10000$  Sekunde genau.

Mit diesem Apparat haben sowohl *Holweck*, wie *P. Lejay* und andere

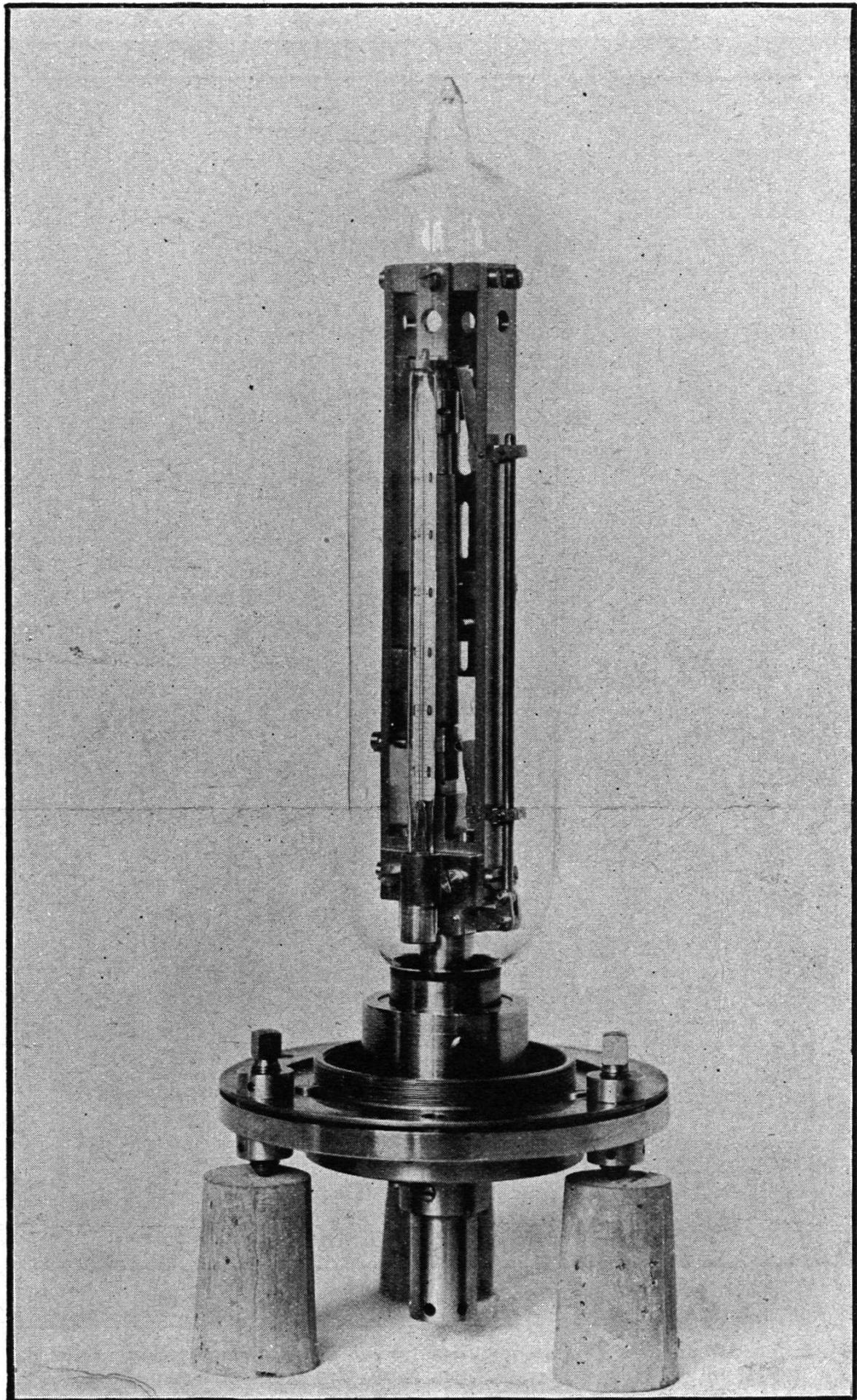


Fig. 1. Ansicht des Pendels; der Schutzzylinder ist entfernt.

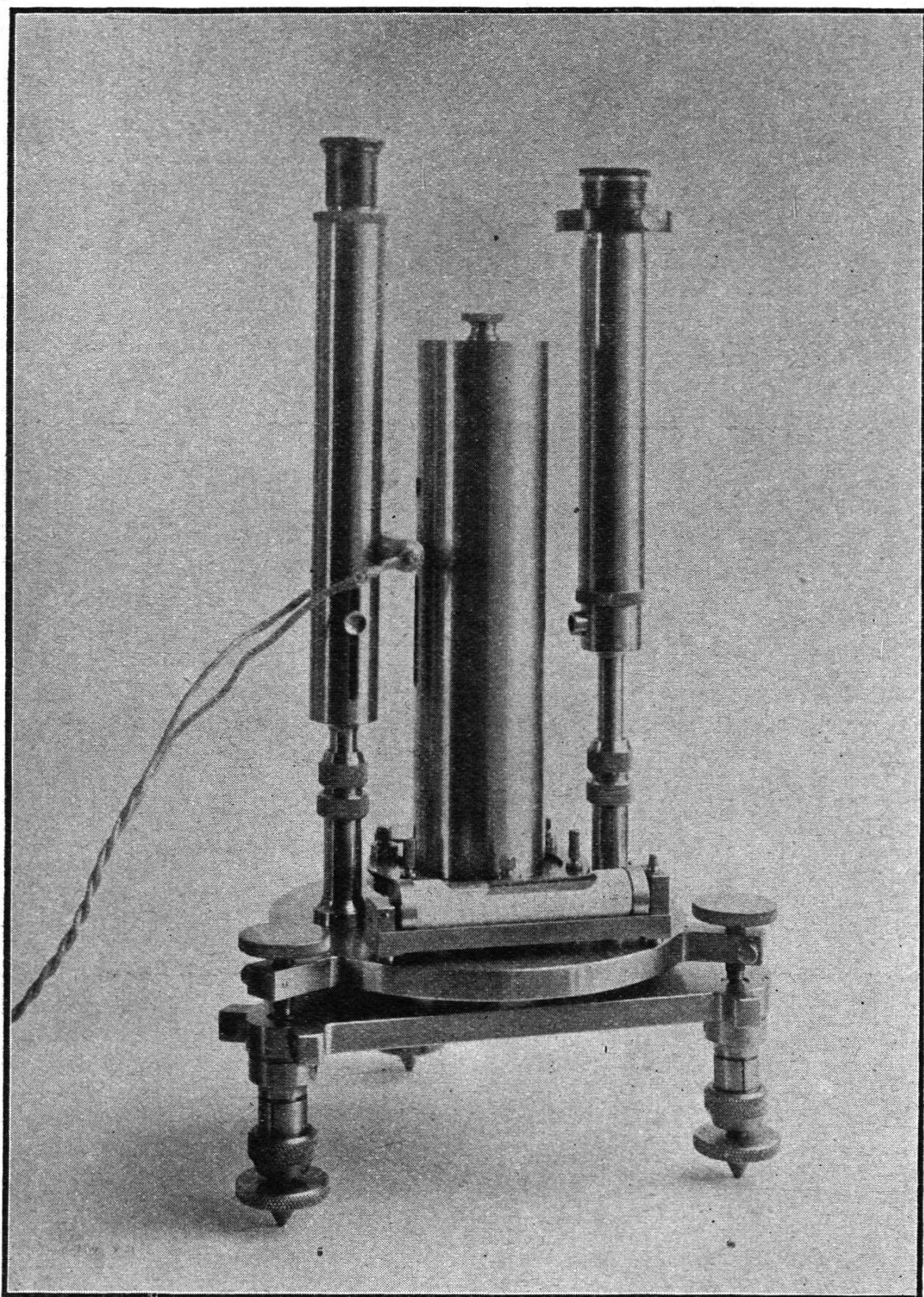


Fig. 2. Pendel auf den Dreifuß montiert; rechts das Ablesemikroskop; links das System zur Beleuchtung und zur Beobachtung des Thermometers.

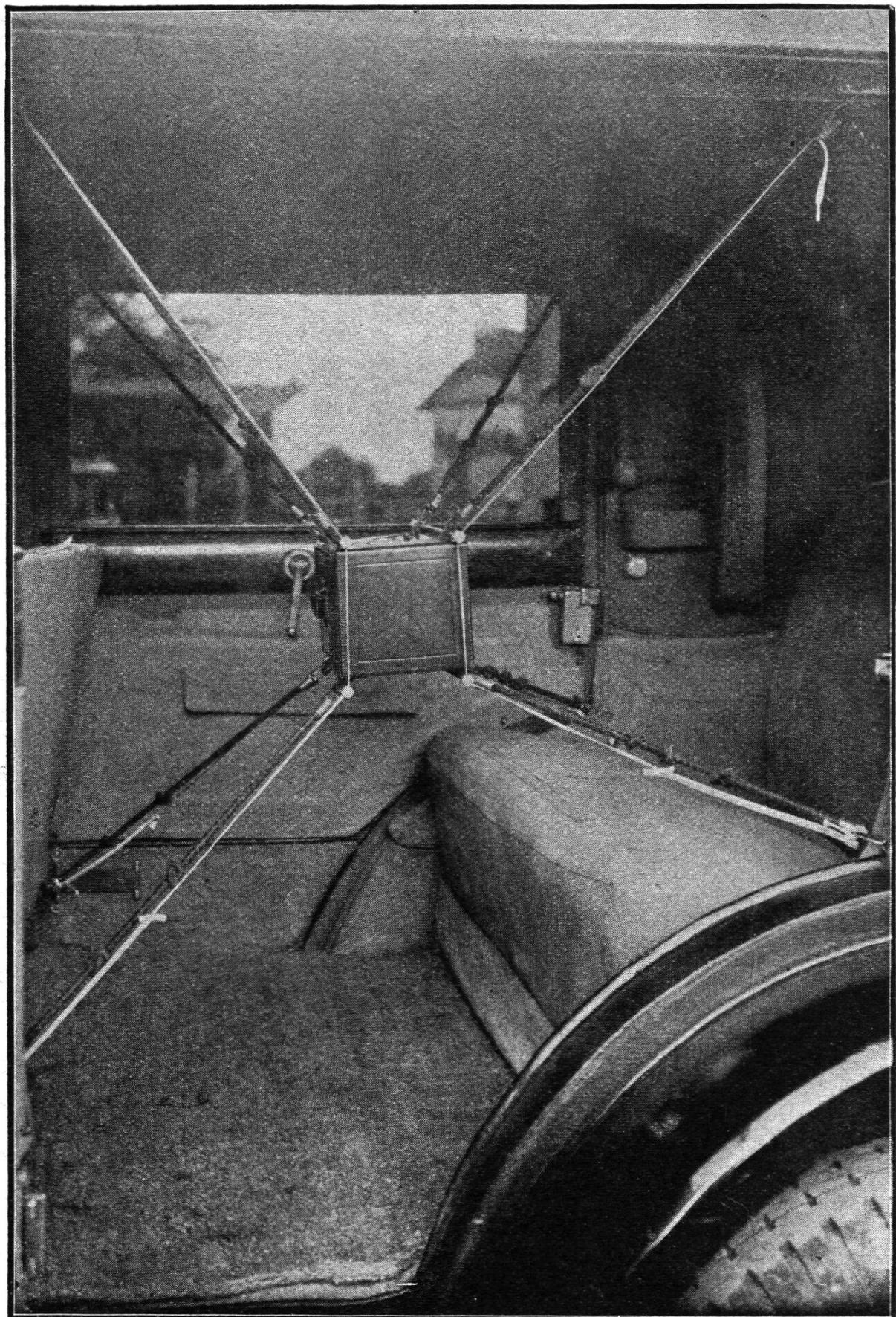


Fig. 3. Transportart des Pendels im Automobil. Gedämpfte, elastische Aufhängung.

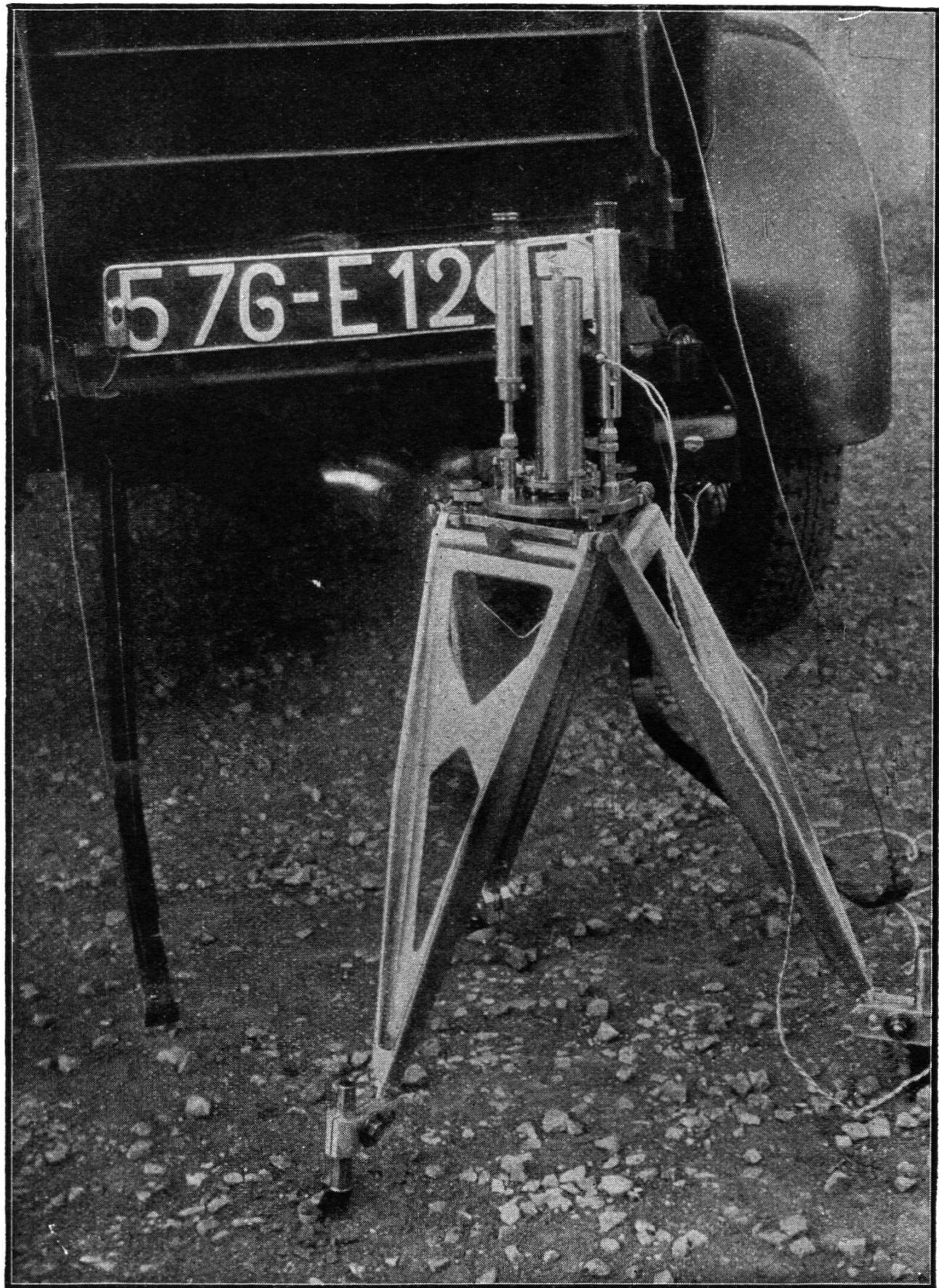


Fig. 4. Ansicht des Pendels auf seinem Feldstativ. Dahinter das Automobil, das dem Beobachter als Sitzgelegenheit dient; der Sitz ist am Chassis befestigt und stützt sich auf zwei auf den Boden aufgesetzte Klappfüße.

weitgehende praktische Versuche angestellt. P. Lejay hat auf seiner Reise nach Zi-ka-wei in China Messungen auf 12 Stationen ausgeführt. Da die Schwerewerte auf diesen Stationen schon mit Hilfe der bisher fast allgemein verwendeten Methode von Sterneck genau bestimmt gewesen waren, so ergaben sich interessante Vergleichsmöglichkeiten. Die mittlere Abweichung der mit Hilfe des elastischen Pendels gefundenen Schwerewerte von den früheren betrug  $\pm 1.5$  Milligal (Ein Milligal ist  $0.001 \text{ cm sec}^{-2}$ ). Damit hat sich die Methode als bemerkenswert genau erwiesen, wenn man bedenkt, daß der mittlere Fehler eines Schwerewertes bei den Bestimmungen in den Jahren 1911—1918 mit Hilfe der von Sterneck'schen Methode in der Schweiz  $\pm 0.8$  Milligal betragen hat.

Die Messungen mit dem Schweremesser Holweck-Lejay können aber viel rascher und einfacher ausgeführt werden als diejenigen mit dem von Sterneck'schen Verfahren. Es genügt eine viel einfachere Bestimmung des Ganges der Beobachtungsuhr; eine vollständige Beobachtung ist viel rascher durchgeführt.

P. Lejay hat mit diesem Apparat in sehr kurzer Zeit gute Schweremessungen auf 10 Stationen in Indochina und auf 37 Stationen in Nord-Ost-China durchgeführt. Dieses Gerät muß daher als eine sehr wertvolle Bereicherung der geodätischen Instrumententechnik angesprochen werden. Es wird für die Feldbeobachtungen in einem Automobil transportiert, in dem es mit einer elastischen gedämpften Aufhängung befestigt wird, um es vor Stößen zu bewahren (Figur 3). Figur 4 zeigt die Aufstellung des Apparates auf einem Dreifuß.

Die 4 Figuren wurden uns in zuvorkommender Weise von Herrn General Perrier, dem Redaktor des *Bulletin géodésique* zur Verfügung gestellt; sie sind dem oben zitierten Aufsatz von F. Holweck, entnommen.

Um den Artikel nicht ungebührlich auszudehnen, verzichten wir auf Genauigkeitsfragen der dynamischen Methode näher einzutreten. Nur soviel sei bemerkt, daß die dynamische Methode beim astasierten elastischen Pendel höhere Genauigkeiten zu erreichen erlaubt, als die statische Methode. Es lag uns nur daran einen weiteren Leserkreis auf die interessanten neuen Instrumente zur Schwerebestimmung hinzuweisen, da dieselben in der Form von Holweck-Lejay bemerkenswerte Perspektiven eröffnen.

Später wollen wir eventuell auf neuere statische Schweremesser kurz eintreten.

## Das Statoskop.

Von A. Schönholzer, dipl. Ing.

Seit einigen Jahren steht der Luftphotogrammetrie ein neues Instrument zur Verfügung, das eigens für ihre Zwecke konstruiert wurde. Es ist dies das Statoskop, eine Erfindung des Finnen Dr. Väisälä; es stellt im Prinzip nichts anderes dar als ein sehr empfindliches Aneroid und dient zur Ermittlung von Höhendifferenzen zwischen Luftaufnahmen.