Ein Flüssigkeitskalorimeter zur Messung der Energie von Laserimpulsen

A Liquid Absorption Calorimeter for Laser Pulse Energy Measurements

R. Sigel

IPP 3/86 Februar 1969

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Ein Flüssigkeitskalorimeter zur Messung der Energie von Laserimpulsen

A Liquid Absorption Calorimeter for Laser Pulse Energy Measurements

R. Sigel

IPP 3/86 Februar 1969

Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

IPP 3/86 R. Sigel

A Liquid Absorption Calorimeter for Laser Pulse Energy Measurements

February 1969 (in German)

Abstract

A hollow glass sphere filled with an absorbing liquid is used for measuring the energy of giant pulse lasers. The thermal expansion of the liquid is proportional to the absorbed energy and is found from the displacement of the meniscus in a capillary.The calorimeter is calibrated by a simple technique. The energy of single shots of a ruby laser (6 joule in 15 nsec) could be measured with an accuracy of ± 5 %.

1. Beschreibung des Kalorimeters

Das Kalorimeter (Abb. 1) besteht aus einer Glaskugel mit aufgesetzter Kapillare, in die eine absorbierende Flüssigkeit eingeschlossen ist. Die von einem Laser durch die Kugelwand eingestrahlte und in der Flüssigkeit absorbierte Energie E bewirkt eine Erwärmung und damit eine Ausdehnung der Flüssigkeit. Infolgedessen steigt der Meniskus in der Kapillare um Δl an. Die absorbierte Energie bestimmt sich, unabhängig von Volumen und Form des Gefäßes, aus der Gleichung:

$$E = \frac{\rho \cdot c_p \cdot q}{\alpha} \cdot \Delta l \qquad (1)$$

ρ = Dichte der Flüssigkeit
c_p = spezifische Wärme der Flüssigkeit
q = Querschnitt der Kapillare
α = Ausdehnungskoeffizient der Flüssigkeit

Der Meniskus wird mit einem kleinen Projektionsapparat in etwa 30-facher Vergrößerung auf einen Schirm projiziert. Auf diesem Schirm wird kurz vor und kurz nach dem Laserschuß der Ort des Meniskus markiert und anschließend aus der Verschiebung Δl nach Gl. (1) die eingestrahlte Energie bestimmt. Der Meniskus kann mit Hilfe eines Stempels auf eine Nullmarke zurückverschoben werden. Die Temperatur der Flüssigkeit wird an einem Thermometer abgelesen. (Der Ausdehnungskoeffizient der verwendeten Flüssigkeit ist temperaturabhängig). Da Temperaturschwankungen in der Umgebung ein stetiges Wandern des Meniskus hervorrufen, ist die Kugel zur thermischen Isolation in einen bis auf die Eintrittsöffnung für den Laser geschlossenen Kasten eingebaut.

Als absorbierende Flüssigkeit wurde eine 5 % Lösung von $NiSO_4$ in Wasser verwendet. Die Absorptionslänge dieser Lösung beträgt 0.67 cm bei der Wellenlänge des Rubinlasers und 0.60 cm bei der Wellenlänge des Neodymlasers (Scott 1966). Der Durchmesser der Kugel beträgt $2R$ = 12 cm(ca. 1 l Volumen); das einfallende Laserlicht wird also praktisch vollständig absorbiert.

Die mit Flüssigkeit gefüllte Kugel wirkt als Sammellinse für den Laser. Die Brennweite der Grenzfläche Luft-(Glas)-Flüssigkeit beträgt $f = R \frac{n}{n-1}$ (n = Brechungsindex der Flüssigkeit, n_{Wasser} = 1,33). Da der zugehörige Brennpunkt außerhalb der Flüssigkeit liegt und überdies die Brennweite groß gegen die Absorptionslänge der Flüssigkeit ist, wird die Energie des Laserstrahls etwa in denselben Flüssigkeitselementen absorbiert wie bei Verwendung eines ebenen Eintrittsfensters.

Ein kleiner Teil der vom Laser eingestrahlten Energie wird an der Kugeloberfläche, und zwar im wesentlichen an der Grenzfläche Luft-Glas, reflektiert. Falls der Durchmesser des Laserstrahls klein gegen den Durchmesser der Kugel ist, kann die Grenzfläche näherungsweise als eben betrachtet werden und die Reflexion beträgt nach den Fresnel'schen Formeln etwa 4 %. Der am Kalorimeter abgelesene Energiewert ist entsprechend zu korrigieren.

Die absorbierende Flüssigkeit wird vor allem an der Eintrittsstelle des Strahls durch den Laser erwärmt. Wenn die Erwärmung an dieser Stelle nicht allzu stark ist, d.h. wenn der Ausdehnungskoeffizient der Lösung überall als temperaturunabhängig angenommen werden kann, ist die Ausdehnung der Flüssigkeit nur der absorbierten Energie proportional und unabhängig davon, wo diese absorbiert worden ist. Dies sei im folgenden angenommen. Bei hoher Laserenergie kann jedoch die Temperaturabhängigkeit des Ausdehnungskoeffizienten zu einem nichtlinearen Verhalten des Kalorimeters führen (siehe dazu Scott 1966).

Ein ähnliches Kalorimeter wurde von Scott 1966 beschrieben. Diese Arbeit, die wir in einigen Punkten ergänzen wollen, enthält Hinweise und Daten, die wir hier nicht wiederholen.

2. Einstellzeit des Meniskus

Infolge von Temperaturänderungen in der Umgebung des Kalorimeters ist stets eine gewisse Drift des Meniskus vorhanden. Damit die Verschiebung des Meniskus nach einem Laserschuß mit guter Genauigkeit abgelesen werden kann, soll dessen Anstieg in so kurzer Zeit erfolgen, daß die Driftbewegung während dieser Zeit vernachlässigt werden kann. Wir untersuchen deshalb im folgenden, wodurch die Anstiegszeit des Meniskus bestimmt wird.

Die vom Laser in sehr kurzer Zeit erwärmten Volumenelemente der Flüssigkeit dehnen sich aus und senden Schallwellen in die umgebende Flüssigkeit aus. Nach Abklingen dieser Schallwellen herrscht im Innern des Gefäßes ein gleichmäßiger Druck. Wir nehmen an, daß bis zu diesem Zeitpunkt noch praktisch keine Flüssigkeit in die Kapillare ausgeströmt ist, und daß auch während des Ausgleichsvorganges zu jedem Zeitpunkt der Druck im Innern des Gefäßes überall gleich ist. Die Höhe des so erzeugten Drucks wird offensichtlich durch zwei Größen bestimmt: a) die Elastizität des Gefäßes, b) die Kompressibilität der Flüssigkeit. Im Laufe der Zeit verringert sich der Druck im Gefäß durch Ausströmen von Flüssigkeit in die Kapillare. Einerseits ist das pro Zeiteinheit in die Kapillare einströmende Flüssigkeitsvolumen nach dem Hagen-Poisseuille'schen Gesetz dem Druck im Gefäß proportional, andererseits ist das gesamte, während des Druckausgleichs in die Kapillare einströmende Volumen gleich $\Delta l \cdot q$ und nach Gl. (1) durch die eingestrahlte Laserenergie bestimmt. Qualitativ läßt sich daher voraussagen: Je höher der Anfangsdruck im Gefäß, d.h. je starrer das Gefäß und je weniger kompressibel die Flüssigkeit, desto rascher wird der Ausgleichsvorgang beendet sein.

Der zeitliche Verlauf dieses Vorgangs wird im Anhang für den Fall berechnet, daß als Kalorimetergefäß eine Hohlkugel verwendet wird. Berücksichtigt man nur die elastischen Reaktionskräfte der Kugel (d.h. inkompressible Flüssigkeit), so zeigt die Rechnung, daß der Meniskus seine Endlage asymptotisch erreicht, wobei die Zeitkonstante durch

$$\tau_a = \frac{16\,\eta\, l_o\, R^4}{r^4\, d_G\, E_G} \qquad (2)$$

gegeben ist.

η = Zähigkeit der Lösung
l_o = Länge der Flüssigkeitssäule ($l_o \gg \Delta l$)
R = Radius der Kugel
r = Radius der Kapillare
d_G = Dicke der Kugelwand
E_G = Elastizitätsmodul des Glases

Betrachtet man dagegen die Flüssigkeit als kompressibel, das Glasgefäß als starr, so ergibt sich

$$\tau_b = \frac{8 \cdot \eta \cdot K \cdot V \cdot l_o}{\pi \cdot r^4} \qquad (3)$$

K = Kompressibilität der Flüssigkeit
V = Volumen der Kugel

Die Zeitkonstante des wirklichen Vorganges ergibt sich zu $\tau = \tau_a + \tau_b$.

Für die hier beschriebene Kugel gelten folgende Daten:

R	= 6,2 cm	E_G	= 9×10^{11} dyn cm^{-2}
V	= 10^3 cm^3	η	= 1.0×10^{-2} g cm^{-1}sec^{-1} (Wasser bei 20° C)
l_o	= 10 cm		
r	= $1,5 \times 10^{-2}$ cm	K	= 49×10^{-12} dyn^{-1}cm^2 (Wasser)
d_G	= 0,2 cm		

Man errechnet daraus $\tau_a = 0.26$ s, $\tau_b = 0.25$ s, also $\tau = \tau_a + \tau_b \approx 0.5$ sec. Dieser Wert wird auch beobachtet.

Hat das Gefäß eine andere Form als die einer Kugel, so läßt sich τ_a nicht mehr einfach berechnen. Da sich jedoch ein kugeliges

Gefäß durch ein besonders starres Verhalten auszeichnet, wird sich bei Verwendung eines Gefäßes von anderer Form τ_a und damit τ im allgemeinen verlängern. Diese Verlängerung der Anstiegszeit kann durch Verwendung einer Kapillare von größerem Querschnitt kompensiert werden. Dabei wird allerdings nach Gl. (1) die Empfindlichkeit des Kalorimeters reduziert. Ist man also nicht aus irgendwelchen Gründen an eine bestimmte Form des Kalorimetergefäßes gebunden, so verwendet man mit Vorteil eine Hohlkugel.

3. Eichung des Kalorimeters

Zur Berechnung der vom Laser eingestrahlten Energie E ist neben dem Meßwert Δl nach Gl. (1) die Kenntnis von c_p, ρ, α und q nötig.

Die spezifische Wärme der Lösung c_p wurde D'Ans/Lax 1967 entnommen ($c_{p,20^o}$ = 4.018 Joule · g^{-1} · $grad^{-1}$), die Dichte mit dem Pyknometer bestimmt (ρ_{20^o} = 1.052 g cm^{-3}). Die Temperaturabhängigkeit wurde bei beiden Größen vernachlässigt.

Das Verhältnis α/q wurde experimentell bestimmt: Man taucht die Kugel in ein Wasserbad, dessen Temperatur sich langsam ändert und mißt die Länge l der Flüssigkeitssäule in Abhängigkeit von der Temperatur T.
Es gilt

$$\frac{dl}{dT} \cdot \frac{1}{V} = \frac{\alpha}{q} \qquad (4)$$

Im Gegensatz zur Erwärmung durch einen Laser erwärmt sich hier die Glaskugel zusammen mit der Flüssigkeit und dehnt sich mit aus. Diese Tatsache kann jedoch leicht rechnerisch korrigiert werden.

Bei geringeren Ansprüchen an die Genauigkeit kann man auf die experimentelle Bestimmung von α/q verzichten. Der Querschnitt der Kapillare kann nämlich nach einem der bekannten Verfahren bestimmt und die Daten der Lösung können durch die bekannten Daten von reinem Wasser angenähert werden. Aus der Verschiebung des Meniskus Δ l kann dann nach Gl. (1) die absorbierte Energie direkt berechnet werden. Aus den vorliegenden Messungen kann abgeschätzt werden, daß der so entstehende Fehler unterhalb ± 15 % bleibt. Diese Genauigkeit mag für manche Messungen ausreichend sein.

4. Messungen

Mit dem Kalorimeter wurde die von einem Rubinlaser im Q-Switch-Betrieb abgegebene Energie gemessen (Impulsdauer 15 - 20 ns, Strahldurchmesser 20 mm). Zum Vergleich wurde über einen Strahlteiler ein bekannter Teil der Energie einer schnellen Photodiode zugespiegelt und deren Signal elektrisch integriert. Bei einigen Schüssen wurde über einen weiteren Strahlteiler auch einem Konuskalorimeter Energie zugespiegelt.+

Abb. 2 zeigt eine Reihe von willkürlich herausgegriffenen Einzelschüssen. Die am Flüssigkeits- bzw. Konuskalorimeter abgelesenen Energiewerte sind gegen das integrierte Signal der Photodiode (mV) aufgetragen. Der Zusammenhang ist linear, es wurden trotz der hohen Intensität keine Abweichungen vom normalen Absorptionsverhalten beobachtet. Die Übereinstimmung mit dem Konuskalorimeter ist gut. Die Streuung der Meßpunkte um eine Gerade ist unabhängig von der gemessenen Energie und wahrscheinlich auf die ruckweise Bewegung des Meniskus in der Kapillare zurückzuführen. Diese rührt von Verunreinigungen der inneren Kapillarwand her und konnte nicht völlig beseitigt werden. Die relative Genauigkeit der Messung nimmt deshalb mit der Energie zu und beträgt etwa ±5 % bei 6 Joule.

+Das Konuskalorimeter wurde freundlicherweise von Herrn Maischberger zur Verfügung gestellt.

5. Anwendung des Flüssigkeitskalorimeters zur Messung der Absorption von Laserlicht an Folien

Die Kugelform des Kalorimetergefäßes ist zur Bestimmung der Energie von Laserimpulsen zwar besonders günstig; im Hinblick auf einen bestimmten Verwendungszweck kann dem Kalorimetergefäß jedoch auch eine andere Form gegeben werden.

Bei dem in Abb. 3 dargestellten Hohlkalorimeter kann in dessen Hohlraum eine kleine Vakuumkammer aus Glas eingeführt werden. Der Strahl eines Impulslasers wird auf ein im Vakuum angebrachtes Target (z.B. Metallfolien verschiedener Dicke) fokussiert. Mit diesem Kalorimeter kann die Energie des vom Target nicht absorbierten, sondern durchgelassenen und gestreuten Laserlichts gemessen werden.

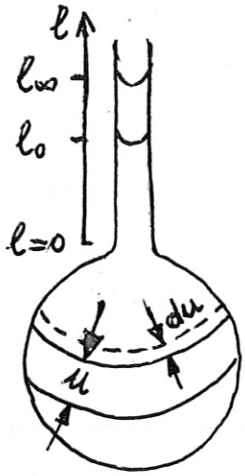
Um ein ähnlich rasches Ansteigen des Meniskus wie bei der Kugel zu erreichen, mußte bei gleichem Flüssigkeitsvolumen der Durchmesser der Kapillare von 0,3 mm auf 0,6 mm heraufgesetzt werden. Der Grund dafür ergibt sich aus der in Abschnitt 2 durchgeführten Betrachtung: Ein Gefäß dieser Form kann im Verlauf des Druckausgleiches nicht als ebenso starr wie ein kugeliges Gefäß betrachtet werden.

Der Autor dankt Herrn A. Bauer für seine Hilfe bei den Messungen und Herrn P. Mulser für Diskussionen.

Anhang

Es soll das Ansteigen des Meniskus in der Kapillare zunächst in zwei Grenzfällen a) und b) zeitlich verfolgt werden.

a) Annahmen: Inkompressible Flüssigkeit, elastische Glaskugel.



Sei l eine Koordinate längs der Kapillare (l_0 = Ort des Meniskus vor dem Laserschuß, l_∞ = Endlage des Meniskus).
Die nach dem Laserschuß auftretende Druckerhöhung bewirkt eine Zunahme des Radius der Kugel von R auf R + ΔR. Es gilt

$$\pi r^2 (l_\infty - l) = 4\pi R^2 \Delta R \qquad (1\ A)$$

Um den Zusammenhang zwischen Druckerhöhung und Radius zu finden, betrachten wir einen Streifen der Kugeloberfläche der Breite u längs eines Großkreises (siehe Skizze). Unter dem Einfluß des Druckes ändert sich seine Breite um du gemäß

$$\frac{du}{u} = \frac{\pi R^2 \Delta p}{2\pi R E_G d_G} = \frac{R \Delta p}{2 E_G d_G} \qquad (2\ A)$$

Wegen $\frac{du}{u} = \frac{dR}{R} \approx \frac{\Delta R}{R}$ gilt also mit (1 A)

$$\Delta p = \frac{E_G d_G r^2}{2 R^4} (l_\infty - l) \qquad (3\ A)$$

Für die Strömung in der Kapillare gilt das Hagen-Poisseuille'sche Gesetz:

$$dl = \frac{r^2 \Delta p\, dt}{8 \eta l_0} \qquad (4\ A)$$

Wir haben $l = l_0$ gesetzt, d.h. wir betrachten nur kleine Längenänderungen im Vergleich zur Gesamtlänge der Flüssigkeitssäule: $l_\infty - l_0 \ll l_0$. (3 A) und (4 A) ergeben zusammen die Differentialgleichung für die Länge der Flüssigkeitssäule in Abhängigkeit von der Zeit:

$$\frac{dl}{l_\infty - l} = \frac{r^4 E_G d_G}{16 \eta l_0 R^4} dt \qquad (5\ A)$$

Die Integration ergibt

$$l_\infty - l = (l_\infty - l_0)\, e^{-\frac{t}{\tau}} \qquad (6\ A)$$

d.h. der Meniskus strebt asymptotisch seiner Endlage zu, wobei die Zeitkonstante durch

$$\tau_a = \frac{16 \eta l_0 R^4}{r^4 d_G E_G} \qquad (7\ A)$$

gegeben ist.

b) Annahmen: Starre Glaskugel, kompressible Flüssigkeit.
Für den Zusammenhang zwischen dem Ort des Meniskus in der Kapillare und dem Überdruck in der Kugel gilt anstelle von Gl. (3 A):

$$\Delta p = \frac{1}{K} \frac{\pi r^2}{V} (l_\infty - l) \qquad (8\ A)$$

Die weitere Rechnung verläuft entsprechend a).
Für die Zeitkonstante ergibt sich:

$$\tau_b = \frac{8 \eta K l_0 V}{\pi r^4} \qquad (9\ A)$$

Im allgemeinen wird sowohl die Elastizität der Glaskugel als auch die Kompressibilität der Flüssigkeit den zeitlichen Anstieg des Meniskus mitbestimmen. Wir wollen mit Hilfe eines Gedankenversuchs zeigen, daß sich dann die Zeitkonstante τ zu $\tau = \tau_a + \tau_b$ ergibt.

Um entsprechend Gl. (3 A) und Gl. (8 A) den Zusammenhang zwischen dem Druck in der Kugel und dem Ort des Meniskus für den allgemeinen Fall zu finden, denken wir uns die Kapillare durch einen Kolben über der Flüssigkeit verschlossen. Der Druck in der Kugel hängt von der Stellung dieses Kolbens ab; wenn der Kolben sich am Ort l befindet, sei der Druck in der Kugel gleich Δp. Wir verringern nun in Gedanken den Druck in der Kugel von Δp auf $\Delta p - dp$ durch langsames Verschieben des Kolbens in zwei aufeinanderfolgenden Schritten.

Wir denken uns die Flüssigkeit durch eine inkompressible Flüssigkeit (ebenfalls unter dem Druck Δp) ersetzt und entspannen im ersten Schritt durch Verschieben des Kolbens das Glasgefäß. Die zur Druckänderung $-dp$ gehörige Verschiebung des Kolbens sei dl_1. Nun denken wir uns die Wände der Kugel festgehalten und die inkompressible Flüssigkeit wieder durch die wirkliche Flüssigkeit ersetzt. In dem Gefäß herrscht nun wieder der Druck Δp, denn das der Flüssigkeit zur Verfügung stehende Volumen hat sich bei der ersten Verschiebung des Kolbens nicht verändert. Nun entspannen wir durch Verschieben des Kolbens im zweiten Schritt die Flüssigkeit ebenfalls um $-dp$. Die entsprechende Verschiebung sei dl_2. Die gesamte Verschiebung des Kolbens nach Durchführung beider Schritte ist $dl = dl_1 + dl_2$. Da in beiden Schritten der Druck um den gleichen Betrag dp vermindert wurde, verändert sich der neue Gleichgewichtsdruck $\Delta p - dp$ nach Loslassen der Kugelwand nicht.

Durch fortgesetztes Verschieben erreicht so der Kolben schließlich seine Endlage l_∞, wobei während des ganzen Vorganges Flüssigkeit und Wand im Kräftegleichgewicht sind.

Für den ersten bzw. zweiten Schritt folgt aus Gl. (3 A) bzw. Gl. (8 A):

$$dp = A\, dl_1 \quad , \quad A = \frac{E_G\, d_G\, r^2}{2\, R^4} \tag{10 A}$$

$$dp = B\, dl_2 \quad , \quad B = \frac{\pi r^2}{\kappa V} \tag{11 A}$$

Daraus folgt $\frac{dl_2}{dl_1} = \frac{A}{B}$. Mit $dl_1 + dl_2 = dl$ läßt sich dl_1 in Gl. (10 A) durch dl ersetzen:

$$dp = \frac{dl}{\frac{1}{A} + \frac{1}{B}} \tag{12 A}$$

Die Integration ergibt:

$$\Delta p = \frac{l - l_\infty}{\frac{1}{A} + \frac{1}{B}} \tag{13 A}$$

Kombination mit dem Hagen-Poisseuille'schen Gesetz und Integration ergibt wieder l(t). Der Meniskus erreicht seine Endlage asymptotisch mit der Zeitkonstante

$$\tau = \frac{8 \eta l_0}{r^2} \left(\frac{1}{A} + \frac{1}{B} \right) = \tau_a + \tau_b \tag{14 A}$$

wobei τ_a und τ_b durch Gl. (7 A) bzw. Gl. (9 A) gegeben sind.

Bildunterschriften

Abb. 1 Flüssigkeitskalorimeter zur Messung der Energie von Laserimpulsen

Abb. 2 Energie einzelner Schüsse eines Q-Switch Rubinlasers, aufgetragen gegen das integrierte Signal einer Photodiode.

o, X: am Flüssigkeitskalorimeter bzw. Konuskalorimeter gleichzeitig abgelesene Energie,

●: am Flüssigkeitskalorimeter allein abgelesene Energie.

Abb. 3 Abgewandelte Form des Flüssigkeitskalorimeters: Ein Hohlkalorimeter zur Messung der von einem dünnen Target nicht absorbierten, sondern durchgelassenen und gestreuten Laserenergie.

Literaturverzeichnis

B.F. Scott: J. Sci. Instr., Vol. 43, 940 - 2 (1966)

D'Ans/Lax: Taschenbuch für Chemiker und Physiker, Springer-Verlag, Heidelberg 1967, 3. Aufl. Band 1, 1288

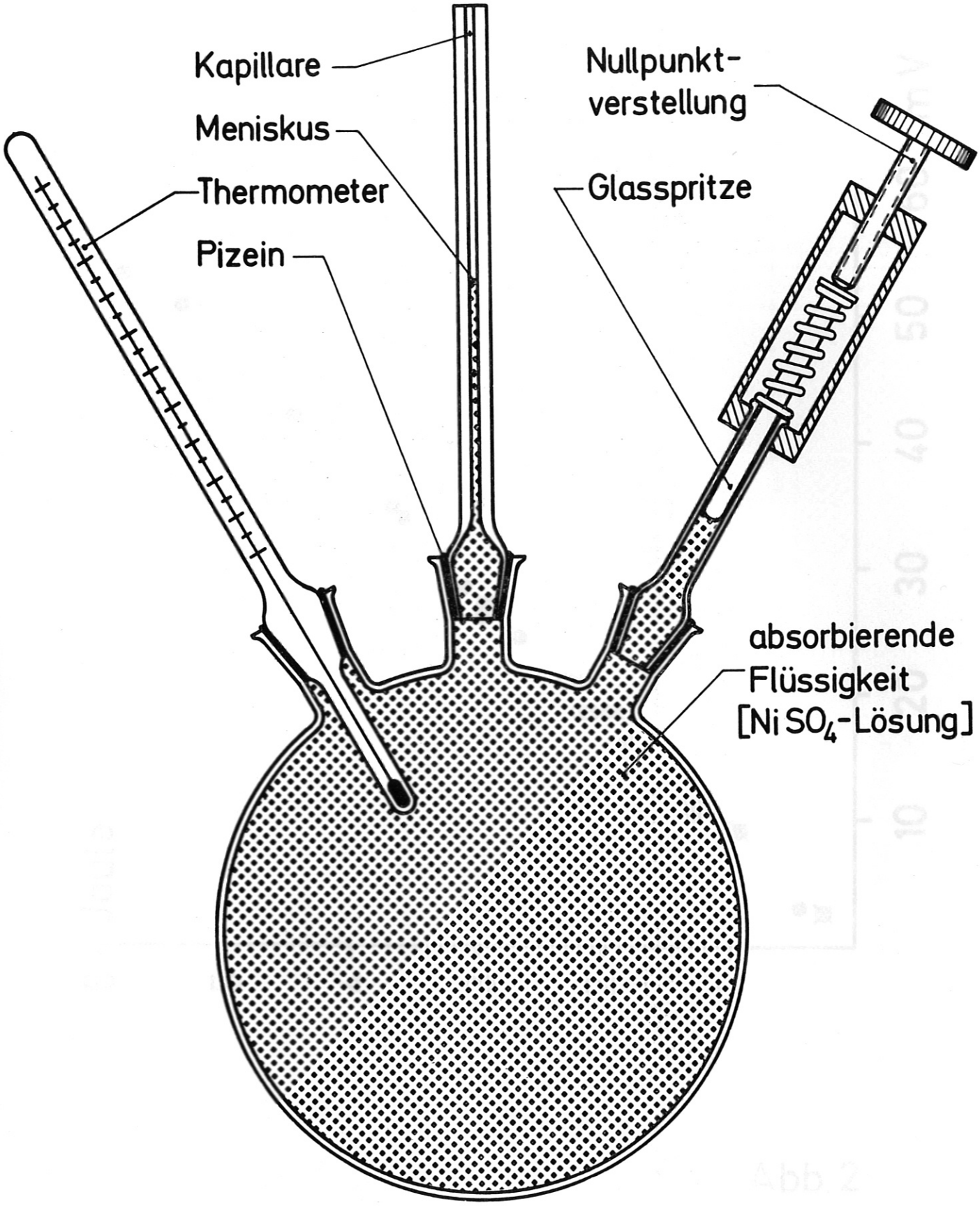

Kapillare
Meniskus
Thermometer
Pizein
Nullpunkt-
verstellung
Glasspritze
absorbierende
Flüssigkeit
[Ni SO4-Lösung]

Abb. 1

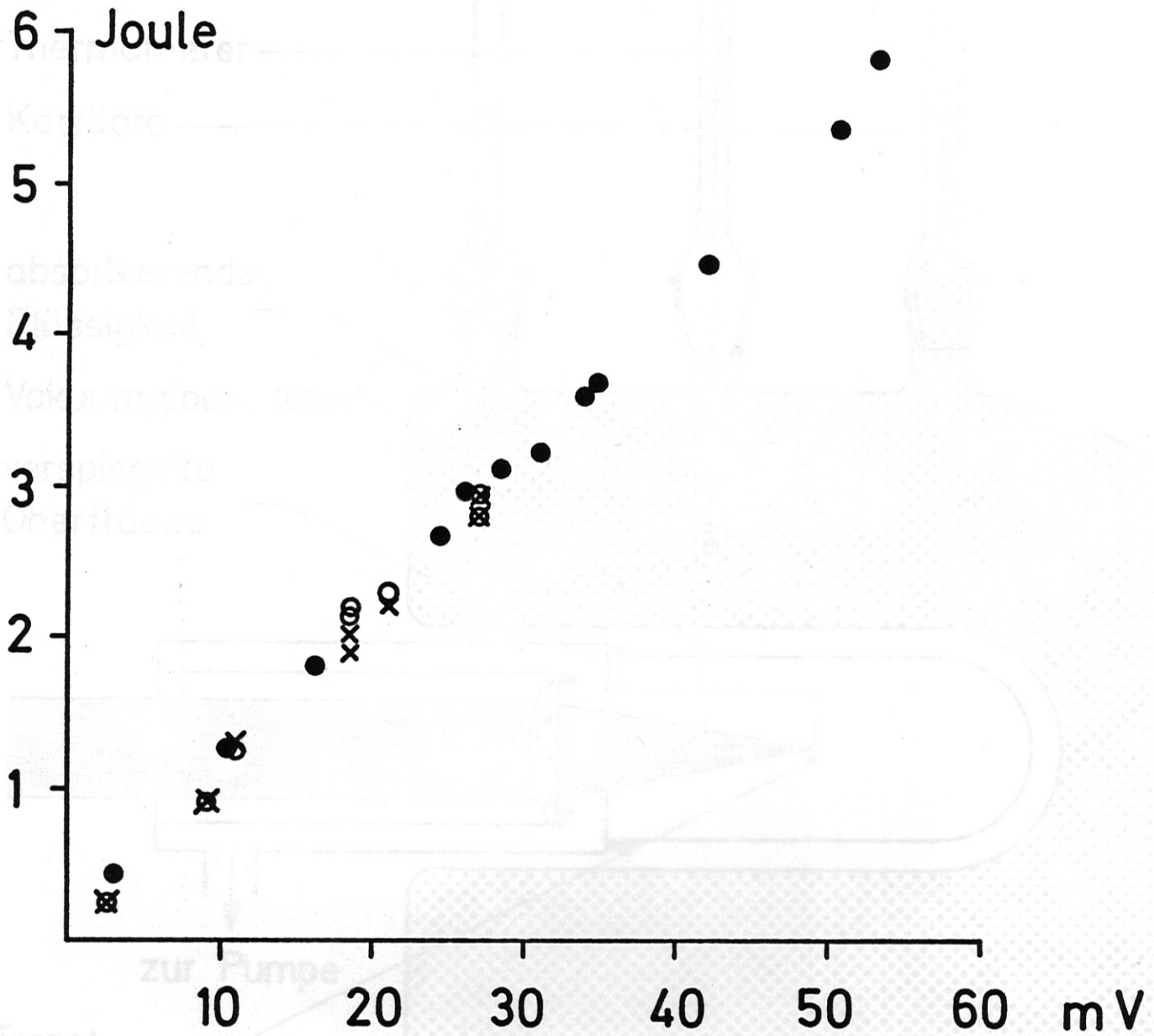


Abb. 2

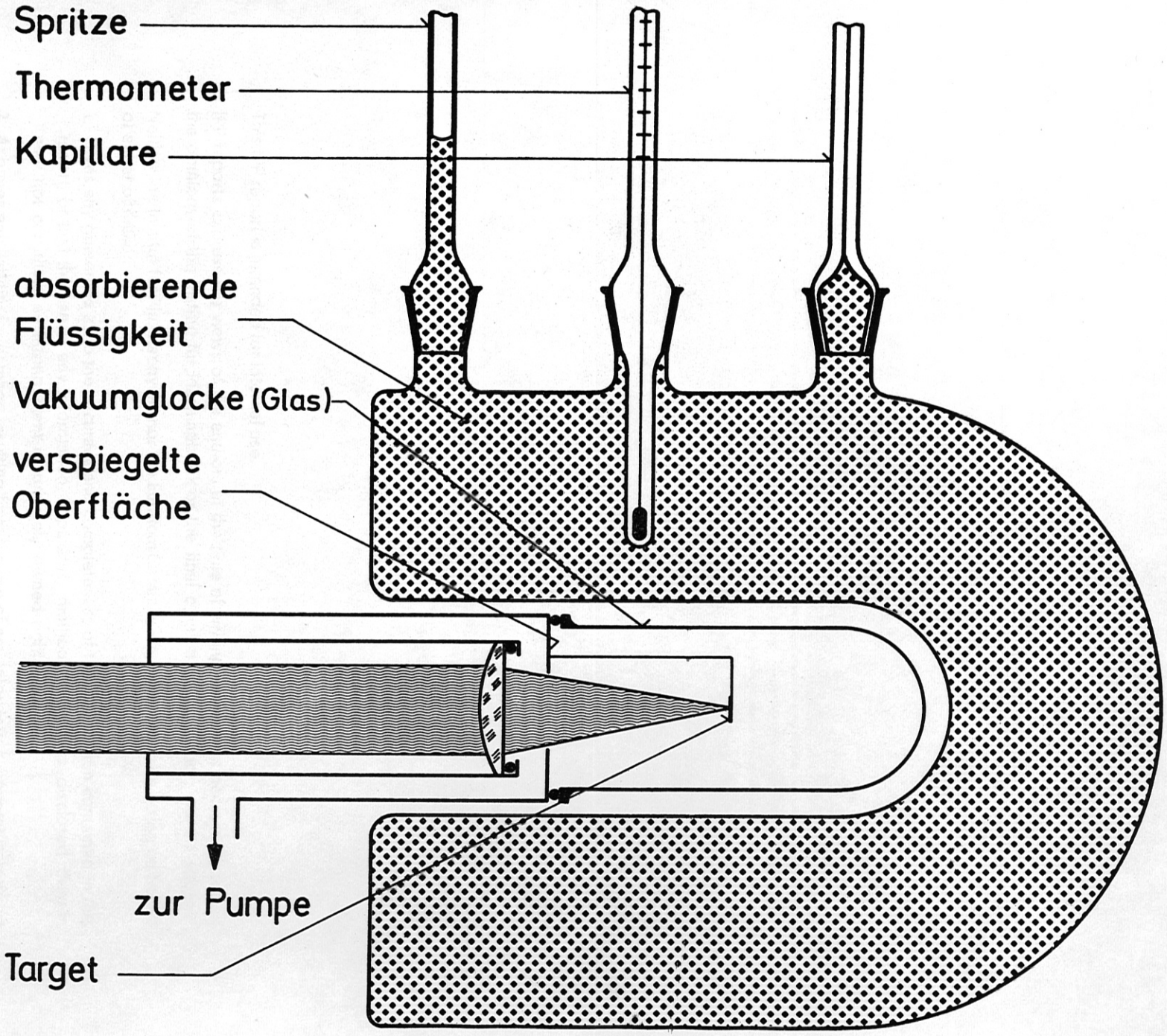

Spritze
Thermometer
Kapillare
absorbierende
Flüssigkeit
Vakuumglocke (Glas)
verspiegelte
Oberfläche
zur Pumpe
Target

Abb. 3