**2. Die thermodynamische Theorie der Kapillarität von van der Waals, die Theorie¹⁾ der Kapillarschicht von G. Bakker und die theoretische Isotherme von James Thomson;
von G. Bakker.**

James Thomson verdanken wir die Hypothese, daß die Isotherme innerhalb des Sättigungsgebietes nur scheinbar diskontinuierlich sind. Da aber die Phasen, deren Dichte zwischen ϱ_1 (Flüssigkeitsdichte) und ϱ_2 (Dampfdichte) gelegen sind²⁾, als abgesonderte Phasen betrachtet, teilweise metastabil und teilweise labil sind, so hat Thomson noch die weitere Hypothese aufgestellt, daß die fraglichen Zustände auf der komplettierten Isotherme $HGFPK$ (Fig. 1) in der Grenz-

Fig. 1.

schicht zwischen Flüssigkeit und Dampf sich wirklich vorfinden könnten.³⁾ In seiner Theorie der Kapillarität hat nun van der Waals gezeigt, daß vermittelt der Mitwirkung der (unendlich vielen) Schichten in nicht homogen equilibrierten

1) Dieser Name ist durch van der Waals nicht glücklich gewählt. Die Arbeit ist vielmehr eine Theorie der Kapillarschicht.

2) Die Dichte ϱ_1 korrespondiert mit dem Punkt H und die Dichte ϱ_2 korrespondiert mit dem Punkt K in Fig. 1.

3) J. Thomson, Proc. Roy. Soc. London. 20. 1. 1871.

Phasen der Kapillarschicht die Dichten zwischen ρ_1 und ρ_2 sich wirklich vorfinden können. Van der Waals findet weiter für alle Punkte der Kapillarschicht nur *einen einzigen Druck*, nämlich einen Druck gleichwertig mit dem Dampfdruck.¹⁾ Will man also nach der Theorie von van der Waals die Zustände in der Kapillarschicht mit der Isotherme in Zusammenhang bringen, so werden diese Zustände nicht durch die Kurve $HGF PK$ (Fig. 1) von James Thomson gegeben, sondern durch die Isobare HK (Fig. 1). Im allgemeinen habe ich aber von den Besprechungen über diese Frage in Enzyklopädien und Handbüchern *nicht* diesen Eindruck bekommen. Vielmehr wird es vorgestellt, als hätte van der Waals die Zustände in der Kapillarschicht (Dichte und Druck) betrachtet, als wären sie durch die Punkte der theoretischen Isotherme von James Thomson (Kurve $HGF PK$ in Fig. 1) gegeben.

Kein Geringerer als Minkowski hat sich in bezug auf diesen Gegenstand getäuscht. In seinem Artikel in der Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften Bd. V, S. 602 bis 608, wo er die Arbeiten von van der Waals und Bakker zusammen behandelt²⁾, sagt er³⁾: „Nunmehr wird angenommen, daß die Abhängigkeit des p und ϱ und der Temperatur auch in der Übergangsschicht durch eben dieselbe van der Waals'sche Formel (35)⁴⁾ wie in den homogenen Phasen dargestellt wird, was freilich mehr an die Macht dieser Formel glauben heißt, als es in ihrer Ableitung eine Stütze fände.“ Diese letzte Bemerkung wäre zweifellos richtig, *wenn so etwas postuliert wäre*, aber das ist nicht der Fall. Wiederholt wird auf die Bedeutung der Größe p gewiesen. Allerdings wird dieser Druck p , der nichts anderes darstellt als die Ordinaten der theoretischen Isotherme, eingeführt, aber dieser Druck bezieht sich *nicht* auf den Zustand des betrachteten Punktes in der Kapillarschicht selbst. Das Mißverständnis hat folgenden Grund. In der Theorie von van der Waals' wird der

1) A. a. O. § 8.

2) Über die eigne Arbeit von van der Waals' sagt Minkowski fast so gut wie nichts.

3) A. a. O. S. 606, Zeile 22.

4) Nämlich die bekannte Formel:

$$p = \frac{RT}{v-b} - \frac{a}{v^2} \quad \text{oder} \quad p + \frac{a}{v^2} = \frac{RT}{v-b}, \quad \text{wo } \varrho = \frac{1}{v}.$$

kinetische Druck, der nur von den Stoßkräften und nicht von Kräften, die ein Wirkungsfeld wie die molekularen Anziehungskräfte haben, abhängt, in einem Punkt der Kapillarschicht als eine Funktion der Dichte und nicht als von deren Gradient abhängig, betrachtet. Der kinetische Druck kann deshalb als gleichwertig mit dem in der homogenen Phase betrachtet werden, da auch in der Kapillarschicht die Stoßkräfte allein den kinetischen Druck verursachen.¹⁾ Der kinetische Druck kann deshalb durch die Formel $p + a \varrho^2$ dargestellt werden, worin nun p nichts anderes ist als der Druck in einer homogenen Phase durch denjenigen Punkt der theoretischen Isotherme dargestellt, wozu dieselbe Dichte gehört als die Dichte in dem betrachteten Punkt der Kapillarschicht. Der Druck p ist also der Dichte in dem betrachteten Punkt der Kapillarschicht nur zugeordnet und wird bloß als Rechnungsfunktion eingeführt. Wenn deshalb Minkowski a. a. O. sagt: „Wir setzen allgemein $\pi = p + a \varrho^2$ und nennen p den hydrostatischen Druck“, so ist das nicht richtig gesagt, und wenn er weiter fortfährt: „Nunmehr wird angenommen, daß die Abhängigkeit des p von ϱ und der Temperatur auch in der Übergangsschicht durch eben dieselbe van der Waalssche Formel (35) (vgl. oben) wie in den homogenen Phasen dargestellt wird“, so täuscht er sich, denn, wie schon oben bemerkt, werden nach van der Waals die Zustände in den Punkten der Kapillarschicht durch die Isobare dargestellt.

Eine andere Frage ist, daß die Betrachtung von van der Waals unvollständig ist. Heute wissen wir, daß in jedem Punkt der Kapillarschicht das Gesetz von Pascal verletzt ist und daß der Zustand in einem Punkt außerhalb durch die Dichte durch zwei Drucke p_N und p_T gegeben ist (selbstverständlich bei einer bestimmten Temperatur). p_N ist dem Dampfdruck gleich und wirkt in einer Richtung senkrecht zu den Niveauflächen, während p_T den Druck in der Längsrichtung der Niveauflächen darstellt.²⁾ Van der Waals betrachtet nur den Druck p_N ; den Druck p_T hat er übersehen. —

1) Diese Auffassung ist eine unmittelbare Folge der Hypothese von van der Waals' über die Entropie in einem Punkt der Kapillarschicht. Vgl. G. Bakker, Zeitschr. f. physik. Chemie 34. S. 174. 1900.

2) Alle Punkte einer Niveaufläche haben dieselben Eigenschaften.

Wenn man von Punkt zu Punkt den Wert vor p_T in der Kapillarschicht untersucht und die Kurve, welche p_T als Funktion von $1/\rho$ (ρ = Dichte) darstellt, in das Diagramm der Isotherme einsetzt, so erhält man die punktierte Kurve in Fig. 2¹⁾ In seinem Lehrbuch der phys. Chemie 2. S. 235

Fig. 2.

sagt Dr. Karl Jellinek, wenn er die Zustände in den Punkten der Kapillarschicht bespricht: „Jeder Schicht der Kapillarzzone entspricht ein Abszissenwert in Fig. 4 (= Fig. 1 in dieser Arbeit) zwischen v_B und v_A . Die Substanz zeigt nun aber in jeder Schicht, wo ihre Temperatur und ihr spezifisches Volumen genau definiert ist, nicht etwa einen einzigen mano-

metrisch meßbaren Druck, sondern nach verschiedenen Richtungen im allgemeinen einen verschiedenen. Senkrecht zur Grenzfläche zeigen alle Schichten den Dampfdruck, parallel zur Grenzfläche aber steigt der Druck, wenn man auf der Abszissenachse von Fig. 4 (= Fig. 1) von v_B nach v_A fortschreitet, wie sich theoretisch zeigen läßt, zunächst zu einem Maximum an, fällt dann bis zum Dampfdruck, sinkt unter diesen Wert hinab, erreicht ein Minimum, das bei genügend tiefer Temperatur stets unter der Abszissenachse liegt (Zug statt Druck) und steigt dann wieder bei v_A bis zum Dampfdruck an. Man bekommt also für die Abhängigkeit des Druckes p_T ²⁾ von der Schichttiefe³⁾ der Kapillarzzone eine

1) G. Bakker, Ann. d. Phys. 20. S. 62. 1906 u. 14. S. 618. 1904; Zeitschr. f. phys. Chemie 56. S. 103. 1906.

2) Der Einfachheit halber benutzte ich hier die Schreibweise in meinen Arbeiten.

3) Unter Schichttiefe versteht Jellinek den Abstand eines Punktes der Kapillarschicht bis zu der Grenzfläche der Kapillarschicht an der Seite des Dampfes. In meinen Arbeiten wird der Abstand eines Punktes der Kapillarschicht bis zu der Grenzfläche an der Seite der Flüssigkeit

S-Kurve, die aber natürlich nicht genau den gleichen Verlauf wie die aus der van der Waalsschen Zustandsgleichung berechnete *S*-Linie hat. Man kann also in bezug auf die Richtung parallel zur Grenzfläche sagen, daß die dem Dampf zugewendeten Schichten der Kapillarschicht sich als verdichteter Dampf, die der Flüssigkeit zugewendeten Schichten als gedehnte Flüssigkeit darstellen.“ Hierzu bemerke ich: Sei es, daß man den Druck p_T als Funktion von $1/\rho$ oder als Funktion der Schichttiefe betrachtet, man erhält in beiden Fällen eine Kurve wie die punktierte in Fig. 2.¹⁾ Auch Jellinek hat sich also getäuscht und jetzt in bezug auf den durch Bakker untersuchten Druck p_T . Aus Obigem geht hervor, daß es nicht gelungen ist, die Zustände in der Kapillarschicht mit dem Isothermometer *H G P K* (Fig. 1) in derjenigen Weise wie James Thomson es sich dachte, in Zusammenhang zu bringen. Wenn aber in einer Theorie, wie die von Maxwell, Rayleigh und von der Waals es wohl gelungen war, auf die besagte Weise die durch James Thomson vermutete physische Bedeutung der Kurve *H G P K* (Fig. 1) zu finden, so würde man doch *solch eine* Interpretation dieses Teiles der theoretischen Isotherme nicht zu viel Wert beilegen. Die besagten Theorien ersetzen nämlich die Materie der Kapillarschicht durch eine Lamelle eines stetig ausgebreiteten Agens. Wenn man nun beachtet, daß die Kapillarschicht, ausgenommen in der Nähe der kritischen Temperatur, nicht mehr als drei bis vier Molekelreihen²⁾ stark ist, so hat die Substitution des stetig ausgebreiteten Agens nur allein darum Sinn, weil die Molekel in der Kapillarschicht ebensowenig als die Molekel im Innern der Flüssigkeit oder des Dampfes feste Positionen in bezug aufeinander haben; vielmehr ändern sich ihre Lagen zufolge der Wärmebewegung unaufhörlich auf äußerst komplizierte Weise. (Man denke nur an die Ursache der Brownschen Bewegung.) In jedem Punkt der Kapillarschicht kann

durch *h* dargestellt. Man könnte also *h* die Schichttiefe nennen, aber jetzt in bezug auf die Grenzfläche der Kapillarschicht an der Seite der Flüssigkeit.

1) G. Bakker, Ann. d. Phys. 20. S. 59. 1906.

2) In der Nähe des Schmelzpunktes höchstens drei. Vgl. Ann. d. Phys. 54. S. 294. 1918.

man deshalb von einer *mittleren* Dichte nach der Zeit sprechen und es ist *diese* Dichte, die durch die Dichte des klassischen stetig ausgebreiteten Agens repräsentiert wird. *Diese* Dichte soll sich nun stetig ändern von der Dichte ρ_1 der Flüssigkeit bis zu der Dichte ρ_2 des Dampfes. Es ist aber nicht fraglich, daß im allgemeinen die auf diese Weise erhaltenen Werte von den wirklichen mittleren Werten nach der Zeit verschieden sein können; das Bild, das wir erhalten, bleibt also skizzenhaft. Da der Hauptinhalt der van der Waalsschen Arbeit in der Untersuchung der Abhängigkeit zwischen der Dichte in einem Punkt der Kapillarschicht und der Schichttiefe dieses Punktes besteht, gilt unsere Bemerkung in hohem Maße für diese Arbeit. Daß Minkowski bei seiner Besprechung der Theorien zur Vermeidung von Diskontinuitäten der Dichte fast so gut wie nichts über die eigne Arbeit von van der Waals sagt, hat hierin seinen Grund.¹⁾ Alles was Minkowski über diese Arbeit sagt, besteht in dem Folgendem. Auf S. 607 seiner Arbeit sagt er: „Für die vollständige Durchführung des durch hydrodynamische (oder thermodynamische) Prinzipien gelieferten Ansatzes hat sich ein spezielles Kraftgesetz der Kohäsion als hervorragend geeignet erwiesen, das nun hier sogleich zugrunde gelegt werde, nämlich das in (28) angeführte, wobei die Potentialfunktion für zwei Maßeinheiten in einer Entfernung r durch:

$$-k \frac{e^{-cr}}{r}$$

dargestellt wird und k wie c positive Konstanten sind.“²⁾ Minkowski fängt nun unmittelbar mit der Behandlung der Arbeit von Bakker an. Allein sagt er noch auf S. 607³⁾: „Die der Wellenlinie ($\rho_A > \rho > \rho_B$) (Fig. 1 dieser Arbeit) entsprechenden Kombinationen $p, 1/\rho$ ⁴⁾ sind für homogene Phasen

1) Ich habe das Vorrecht gehabt, mit Minkowski kurz vor seinem bedauernswerten frühzeitigen Verscheiden über diese Frage zu korrespondieren.

2) Enzyklopädie der mathemat. Wissenschaften V, Art. 17. S. 604.

3) Wie wir schon oben bemerkt haben, war das nicht ganz richtig.

4) Diese Kombinationen $p, 1/\rho$ gibt die Wellenlinie $HGP K$ in Fig. 1 oben. Wie schon oben bemerkt, täuscht sich aber Minkowski hinsichtlich dieser Wellenlinie in bezug auf die Zustände in der Kapillarschicht.

instabil, in der Übergangsschicht findet van der Waals sie nun stabil.“¹⁾ Trotz der reservierten Stellung von vielen Forschern zu Theorien der Kapillarschicht, wobei zur Vermeidung von Diskontinuitäten die Übergangsschicht durch eine Lamelle eines stetig ausgebreiteten Agens ersetzt wird, bin ich der Meinung, daß dennoch solche Theorien ganz entschieden Daseinsberechtigung haben, denn soll man den detaillierten Untersuchungen über die Zustände der Kapillarschicht von Punkt zu Punkt nicht allzugroßen Wert beilegen, so wird es anders, wenn man die betrachteten Größen über die ganze Dicke der Schicht integriert. Die Grenzen dieser Integralen können nämlich mittels unserer Kenntnis von den homogenen Phasen (Flüssigkeit und Dampf) bestimmt werden und auf diese Weise kann ein Mittelwert für die betrachtete Größe gefunden werden. Überdies kann man solch einen Mittelwert bisweilen thermodynamisch kontrollieren. Ein Beispiel hiervon ist der Mittelwert des Druckes in der Längsrichtung der Kapillarschicht. Wenn in einem Punkt der Kapillarschicht dh die Differentiale einer Strecke senkrecht zu den Niveauflächen darstellt, so wird der totale Druck in der Längsrichtung der Kapillarschicht (mit der Breite 1) gegeben durch:

$$\int_1^2 p_1 dh,$$

worin p_T den Druck in einem Punkt in der Längsrichtung der Niveauflächen darstellt. (Vgl. oben.) Die Indices 1 und 2 geben symbolisch die Grenzen von h bei der Flüssigkeit bzw. den Dampf an. Ist ζ die Dicke der Kapillarschicht, so könnte man deshalb auch schreiben:

$$\int_0^{\zeta} p_T dh.$$

1) A. a. O. S. 607. In Fig. 22 (S. 607) ist die Ordinate p_1 in meiner Arbeit durch p_0 angegeben, während p in meiner Arbeit durch p_2 dargestellt wird. In später publizierten Arbeiten benutzte ich resp. p_N und p_T . Weiter bemerke ich, daß Minkowski meine Formel für die Oberflächenspannung (a. a. O. S. 608, Regel 5) nicht ganz richtig schreibt. Rechts ist nämlich der Faktor $q_1 - q_2$ weggefallen.

Der mittlere Druck $\bar{p}_T$ wird also gegeben durch:

$$\bar{p}_T = \frac{1}{\zeta} \int_1^2 p_T dh.$$

Bakker hat nun diesen Druck $\bar{p}_T$ mit der theoretischen Isotherme in Zusammenhang gebracht. Ist nämlich im Punkt F (Fig. 1 und 2)

$$\text{Oberfläche } NHGMN = \text{Oberfläche } LFGML$$

und hat also das thermodynamische Potential in den Punkten H , F und K denselben Wert, so fand er:

$$\bar{p}_T = RF.$$

In bezug auf die letzte Gleichung sei mir eine Bemerkung gestattet, welche ich schon öfters machte, zu wiederholen: die Dicke der Kapillarschicht ist keine Größe, wie eine Wellenlänge des Lichtes, welche scharf angegeben werden kann. Es ist eine Strecke, innerhalb deren die inhomogenen Verhältnisse hervortreten. Nun erhielt ich nach meinen Betrachtungen für eine Strecke, die einzelne Prozente *kleiner* sein sollte als die „Dicke“ der Kapillarschicht, den Ausdruck:

$$\frac{15}{16} \frac{H}{p_N - p},$$

worin H die Oberflächenspannung, p_N den Dampfdruck und p die Ordinate RF des Punktes F in der Fig. 1 darstellen. Es war also angemessen, für die Dicke ζ der Kapillarschicht den Ausdruck:

$$\zeta = \frac{H}{p_N - p}$$

zu nehmen. Andererseits ist streng:

$$H = (p_N - \bar{p}_T) \zeta$$

und deshalb:

$$\bar{p}_T = p = RF.$$

1) A. a. O. S. 608, Regel 6 schreibt Minkowski:

$$2\kappa_0 = \frac{15}{16} \frac{1/2 \bar{H}}{p_0 - p_1};$$

$2\kappa_0$ ist die Dicke der Kapillarschicht, welche ich durch ζ dargestellt habe, $1/2 \bar{H}$ ist die Oberflächenspannung, in meiner Arbeit durch H angegeben. Weiter ist $p_0 = p_N$ und $p_1 = \bar{p}_T = RF$.

C_1 usw., entspricht oberhalb des gradlinigen Stückes HK ¹⁾ der empirischen Isotherme einem Flüssigkeitströpfchen derart, daß der Zustand innerhalb dieses Tröpfchens und der des Dampfes, welcher es umhüllt, durch die Lage dieses Punktpaares eindeutig bestimmt ist. Die Ordinaten dieses Punktpaares geben nämlich den Druck und den reziproken Wert der Dichte in der Flüssigkeit und in dem Dampf. Ebenso entspricht jedes Punktpaar unterhalb des gradlinigen Stückes HK der empirischen Isotherme einer kugelförmigen Dampfblase. Der Zustand dieser Dampfblase und der Flüssigkeit, welche die Dampfblase umhüllt, ist wieder durch die Lage des Punktpaares (wie A_3 und C_3 , A_2 und C_2 usw.) eindeutig bestimmt. (In A_3 und C_3 usw. sind wieder die Werte des thermischen Potential gleich.)

Konstruiert man nun weiter in demselben Diagramm der Isotherme für jede kugelschalenförmige Kapillarschicht, welche im ersten Falle ein kugelförmiges Flüssigkeitströpfchen und im zweiten Falle eine kugelförmige Dampfblase umhüllt, den Punkt, der durch seine Ordinaten den Druck $\bar{p}_T$ bzw. das spezifische Volumen dieser Kapillarschichten darstellt, so bildet die Gesamtheit dieser Punkte gerade den labilen Teil der theoretischen Isotherme.

Ist für einen Punkt in einer kugelschalenförmigen Kapillarschicht (einschließlich der ebenen) p_N der Druck senkrecht zu den Niveauflächen ²⁾ und p_T der Druck senkrecht dazu (also in der Längsrichtung der Niveauflächen), so geben die punktierten Linien in Fig. 3 jedesmal für eine kugelschalenförmige Kapillarschicht (einschließlich der ebenen) den Zusammenhang zwischen der halben Summe $\frac{p_N + p_T}{2}$ einerseits und dem reziproken Wert der Dichte $\left(v = \frac{1}{\varrho}\right)$ andererseits oder analytisch:

$$\frac{p_N + p_T}{2} = f\left(\frac{1}{\varrho}\right).$$

1) Die Isobare.

2) Diese Flächen sind ersichtlich Flächen konstanter Dichte und, ausgesondert bei der ebenen Kapillarschicht, konzentrische Kugelflächen.

In Fig 4 gibt die Kurve HFK diesen Zusammenhang für die ebene Kapillarschicht, während Fig. 5 Bezug hat auf eine kugelschalenförmige Kapillarschicht, die eine Dampfblase um-

Fig. 4.

hüllt. Auch für die Kapillarschicht eines Flüssigkeitströpfchens habe ich die Kurve studiert. Für die vollständige Durchführung dieser Untersuchung war es notwendig für die Attraktions-

Fig. 5.

kräfte der Kohäsion eine Potentialfunktion einzuführen. Nun hat sich ein spezielles Kraftgesetz als hervorragend geeignet erwiesen, das nun hier sogleich zugrunde gelegt wurde, näm-

lich das Kraftgesetz, wobei die Potentialfunktion für zwei Maßeinheiten in einer Entfernung r durch

$$-f \frac{e^{-qr}}{r}$$

dargestellt wird und f und q positive Konstanten sind. Diese Funktion, welche allen Anforderungen für die Attraktionskräfte der Kapillaritätstheorie genügt,¹⁾ ist außerdem die *einzige* Potentialfunktion, wofür die Attraktion einer homogenen Kugel auf einen äußeren Massepunkt eine stetig abnehmende Funktion des Abstandes zwischen Massepunkt und Kugelzentrum²⁾. Ich fand nun, daß die Minima der Kurve:

$$\frac{p_N + p_T}{2} = f \left(\frac{1}{q} \right)^3$$

gerade auf dem labilen Teil der theoretischen Isotherme liegen. Diese Eigenschaft war unabhängig von der Form für den thermischen Druck. Wir können den labilen Teil der theoretischen Isotherme deshalb auch folgenderweise interpretieren:

Konstruiert man für alle kugelschalenförmige Kapillarschichten, welche bei der betrachteten Temperatur möglich sind und kugelförmige Flüssigkeitströpfchen oder Dampfblasen umhüllen, die Kurve, welche den Mittelwert $p = \frac{p_N + p_T}{2}$ der Maximal- und Minimaldrucke für irgendeinen Punkt dieser kugelschalenförmigen Kapillarschichten in ihrer Abhängigkeit von dem reziproken Wert der Densität darstellt, so bilden die Minima dieser Kurve gerade den labilen Teil der theoretischen Isotherme.

Kamerlingh Onnes und Keesom⁴⁾ fassen den Satz folgenderweise sehr kurz und einfach: „der Teil cde (a. a. O. Fig. 14, S. 665) oder A_1FC_8 (in Fig. 3 oben) ist Ort der Minima der Kurven, die für verschiedene Krümmungen der Kapillar-

1) J. D. van der Waals, Zeitschr. f. phys. Chemie 13. S. 657. 1894 und G. Bakker, Koninklyke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam, Dezember 1899.

2) G. Bakker, ebenda Okt. 1899. Vgl.: Zeitschr. f. phys. Chemie, 89. S. 12. 1914.

3) Man beachte, daß der Druck in einem Punkt der Kapillarschicht abhängig von der Richtung ist; p_N ist der maximale und p_T der minimale Wert des (hydrost.) Druckes in dem betrachteten Punkte.

4) Enzyklopädie der Math. Wissensch. 5. S. 667 u. 668. Fußn. 159.

schicht das Mittel von den Drucken senkrecht und parallel derselben längs einer der beiden koexistierenden homogenen Phasen verbindenden Linien als Funktion von v darstellen.

Zusammenfassung.

1. Die Meinung, daß van der Waals die Zustände in den verschiedenen Punkten der (ebenen) Kapillarschicht als Zustände durch den Teil $HGFPK$ (Fig. 1) der theoretischen Isotherme gegeben, betrachtet hat und daß van der Waals also eine Hypothese von James Thomson bestätigt hätte, beruht auf einem Mißverständnis.

2. Jellinek täuscht sich, wenn er meint, daß die durch Bakker untersuchte Relation zwischen dem Druck p_T in der Längsrichtung der Kapillarschicht und der Schichttiefe durch eine Kurve mit einem Maximum sowohl als mit einem Minimum dargestellt wird. Die besagte Kurve hat zwar ein Minimum aber kein Maximum.

3. Nicht wie James Thomson es sich dachte, sondern auf andere Weise können die Zustände der Kapillarschicht mit denen des labilen Teiles der theoretischen Isotherme verknüpft werden. Nicht die Zustände *in den verschiedenen* Punkten einer *einzig*en Kapillarschicht, sondern die Zustände *aller* kugelschalenförmigen Kapillarschichten, die bei der betrachteten Temperatur möglich sind, sollen in Betracht gezogen werden.

(Eingegangen 11. Mai 1921.)