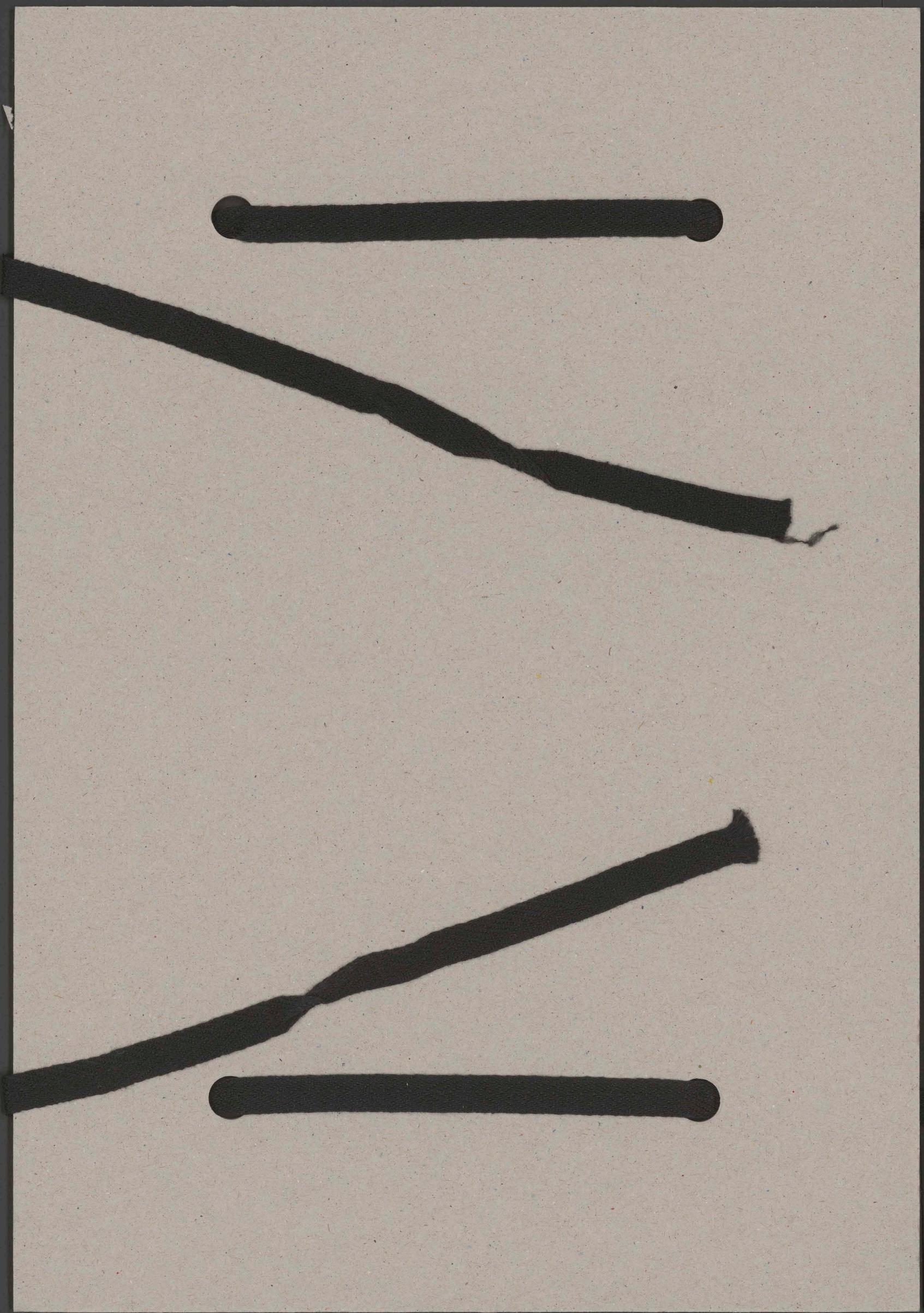


9361

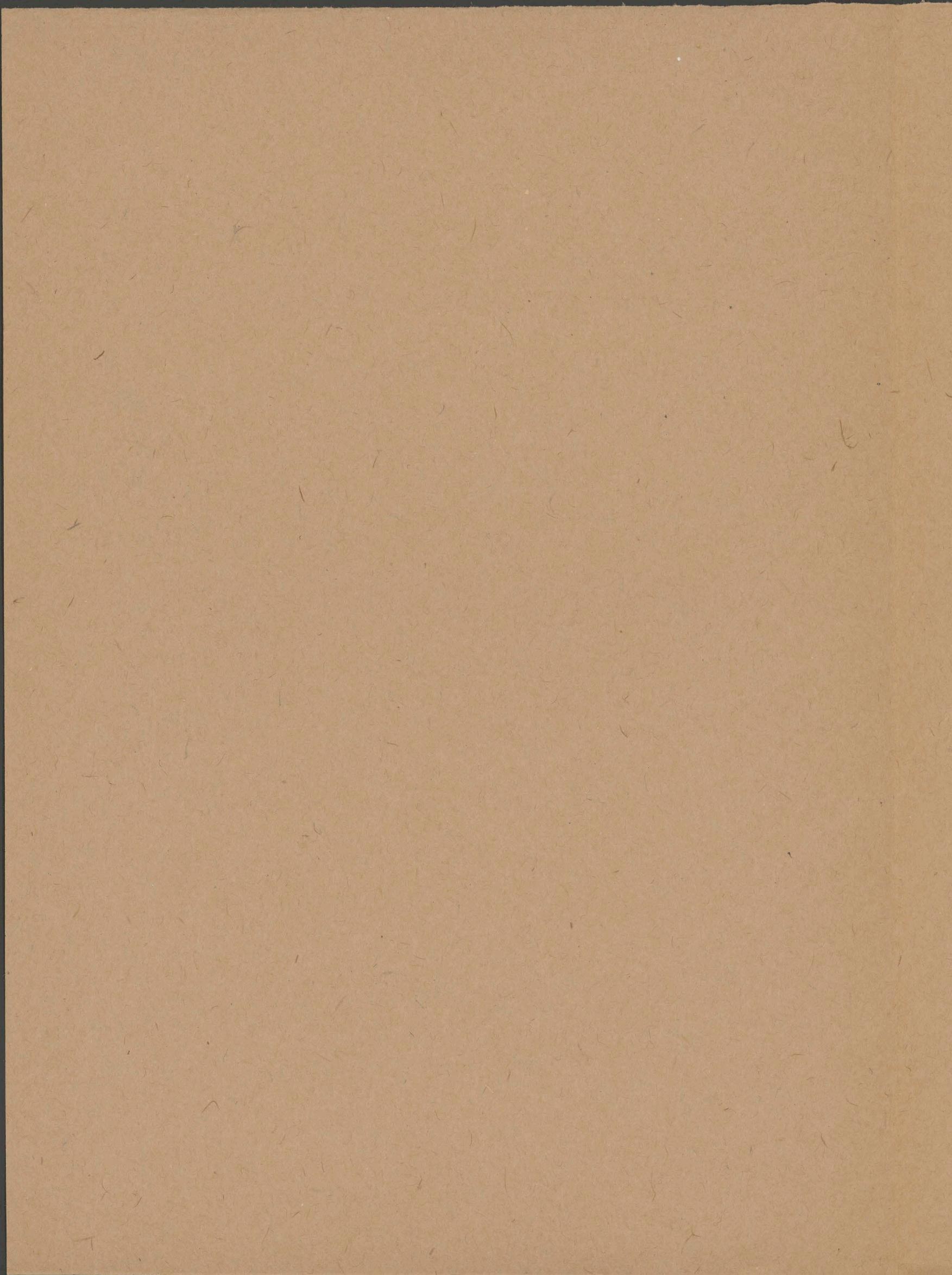
Bibl. Jag.

IV



93 9361
IV

M. Smoluchowski
Zur Theorie - - -



126/53

Bibl. Jag.

1

L (3)
Nr. 7515 Annal. d. Phys. 48
s. 1098 - 1102

Zur Theorie der Zustandsgleichungen.

Eing. 25. Nov.

von

M. v. Smoluchowski.

Krakau,

Hüdernitsch 87

Unter obigen Titel hat R. D. Wagner in diesem Annalen eine Arbeit veröffentlicht,^{*} deren Hauptzweck der Nachweis ist, dass Van der Waals, Dolzmann, Kuenen und alle andren Autoren, welche die Wirkung der molekularen Anziehungskräfte durch Einführung eines inneren Druckes $\frac{a}{v^2}$ ersetzen, in einem Irrtum begangen waren, indem sie bei korrekter Berechnung unter den Van der Waals'schen Voraussetzungen nicht eine Zustandsgleichung von der Gestalt:

$$pv = nT e^{-\frac{f(v)}{nT}} \left[1 + \frac{a}{v} e^{-\frac{f(v)}{nT}} + \dots \right] \quad (1)$$

ergeben. Insbesondere richtet sich die Spitze jener Ausführungen gegen Dolzmann, welchen bei seinen Bemühungen, die Ableitung der V. d. Waals'schen Gleichung in möglichst präziser Form zu geben, gewisse Fehler begangen haben soll.

Nun glaube ich, dass diese schweren Vorwürfe auf Missverständnis zurückzuführen sind, und dass die herkömmliche Auffassung vollkommen zu Recht besteht. Gewiss, bei der Begründung einer Gleichung zu Tage tretende Schwierigkeiten verdienen aber vielleicht tatsächlich eine eingehendere Analyse, als meistens üblich ist, und deshalb scheint es mir nützlich, die Sachlage durch Klärung der Einwände Wagners in möglichst einfacher Weise kurz auseinanderzustellen.

Um das Wesentliche hervorzuheben zu lassen, seien von vorn herein Punktmoleküle angenommen, wodurch die Eigenvolum-Korrektion wegfällt. Als Druck des Gases ist nun noch Wagner die Divergenzgröße anzusehen, welche die Molekularstöße auf eine

* R. D. Wagner, Ann. d. Phys. 45, 1169, 1914.

regarding the two sets of data

on

the standard is the

(A) distribution which can always make a marginal fit to the data which satisfies the second, non-additive, least cube rule to work with the first rule since the first rule requires that the second rule be generalized to allow more than one rule to apply at once. In other words if two or more rules are present then one rule can not be applied unless all other rules are applied as well.

: total can be generalized but

$$\left[\dots + \frac{P_1}{P_1} \cdot \frac{P_2}{P_2} + \dots \right] \frac{P_3}{P_3} \cdot T_3 = v$$

total cannot only generalize one rule at a time unless the rule is generalized and

total cannot generalize one rule at a time unless the rule is generalized and

total cannot generalize one rule at a time unless the rule is generalized and

total cannot generalize one rule at a time unless the rule is generalized and

total cannot generalize one rule at a time unless the rule is generalized and

total cannot generalize one rule at a time unless the rule is generalized and

total cannot generalize one rule at a time unless the rule is generalized and

total cannot generalize one rule at a time unless the rule is generalized and

total cannot generalize one rule at a time unless the rule is generalized and

total cannot generalize one rule at a time unless the rule is generalized and

unendlich dünne Wand übertragen, welche das Gas gegen den leeren Raum abgrenzt; somit ist in bekannter Weise der Druck:

$$p = \frac{n_0 m c^2}{3} \quad \dots \dots \dots (2)$$

wobei n_0 die Molekülzahl bedeutet, welche in der unmittelbar der Wand anliegenden Schicht pro Volumeneinheit enthalten ist. Letztere Molekülzahl ist aber nicht mit der im Innern des Gasraumes (Wagner's "Stoffkern") pro Volumeneinheit entfallenden Zahl n_0 identisch, da die Gasdichte in den Grenzschichten mit Annäherung an die Wand abnimmt. Und zwar ist infolge des bekannten Boltzmannischen $e^{-\frac{2h}{kT}}$ -Satzes die Molekülzahl in der Entfernung x von der Wand:

$$n(x) = n_0 e^{-2h \int_x^\infty F(\xi) d\xi} \quad \dots \dots \dots (3)$$

wo $F(\xi)$ die nach dem Gas-Innern gerichtete Resultante der Kohäsionskräfte bedeutet, welche auf ein im Abstand ξ von der Wand befindliches Molekül seines der übrigen Gasmoleküle ausübt wird. Führt man für die zum Transport eines Moleküls vom Innern an die Wand erforderliche Arbeit die Aktivierung ein:

$$\int_0^\infty F(\xi) d\xi = A \quad (3) \text{ und}$$

so geht also (2) mit Rücksicht auf die Relationen $c^2 = 3nT$, $2h = \frac{N}{RT}$ aber in

$$p = \frac{n T}{v} e^{-\frac{N}{RT} A} \quad \dots \dots \dots (4)$$

Somit ist also Wagner's Ableitung ganz richtig, aber unbegründet ist dessen Ansicht, dass A bloß eine Funktion des ~~x~~ gesuchten Volumens sei, da ja die Kräfte $F(\xi)$ im Allgemeinen von der Molekülverteilung in den Wandsschichten, also der Verteilungsfunktion $n(\xi)$ abhängen und letztere durch die in h enthaltene Temperatur mit bestimmt wird.

Wir betrachten nun diese Verteilung ^{stetig} näher. Durch Differentiation von (4) erhält man

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{dx} = 2h F(x) \quad \dots \dots \dots (5)$$

was mit der aerostatischen Grundgleichung identisch ist. Nun lässt sich $F(x)$ in die Anziehungs-kräfte zerlegen, welche das in x befindliche Molekül seines der in verschiedenen Entfernungen ξ von der Wand befindlichen Gassschichten (von der Dicke $d\xi$) erfährt. Dieselben lassen sich in der Form $n(\xi) \Psi(\xi-x) d\xi$ ausdrücken, wo die Funktion Ψ bloß von der Gestalt des Kraftgesetzes

*1 Unsere Berechnungsweise weicht etwas von jener Wagner's ab und schließt sich mehr an Boltzmann an. Wagner berechnet mit n die Molekülzahlen

to these things and I need not say it's not where you think but I would like to know
if there is any information in

$$(2) \quad \frac{dM}{dt} = k$$

changes with an addition of water because we have a lot of water in the system
so if the water is added to the tank the water level will go down
because of that we will the water and it can't affect except because of water
and air. But the tank is a closed system so it's hard to say what will happen if we
putted an addition of water. $\frac{dM}{dt}$ ~~is constant~~ is zero that is why the
water level is not change.

$$(3) \quad \frac{dM}{dt} = k$$

Water will increase in tank. During movement we have $\frac{dM}{dt}$ is
different from another tank. Estimated time out of stocked in one place
and in another place is different and because number of water tank therefore
is different in each other so it's hard to say what will happen

$$A = 13.67$$

from (1)

so we $\frac{dM}{dt} = 22$. That is k constant suppose when M_0 take 100 as

$$\frac{dM}{dt} = \frac{I_0}{A} = k$$

we know need to determine the higher and smaller I_0 to know
the movement in $\frac{dM}{dt}$ first is I_0 is important when k is constant in tank. A
few ago I_0 is constant and we can determine k in $\frac{dM}{dt}$ which is
like $\frac{dM}{dt} = k$ so k is constant. $\frac{dM}{dt} = k$ is constant with
constant I_0 on the tank and $\frac{dM}{dt} = k$ will be in constant

$$(4) \quad \frac{dM}{dt} = k$$

quadrant into a $\frac{dM}{dt}$ direction and the formula you will find information in the book
of differential equation is $\frac{dM}{dt} = k$ when k is constant we have $M = M_0 e^{kt}$
so if k is positive value M is increasing if k is negative M is decreasing but in
using that at that we can't see or calculate for k so $\frac{dM}{dt} = k$ and
~~so~~ we can't see what does happen from dM/dt when we write down below around now it would be
such difficult to calculate

L3

abhängt; dies aber ist natürlich eine unpaare Funktion und muss im Sinne der Boltzmannischen Voraussetzungen als in einem relativ großen Wirkungsbereich $|\xi - x| < \rho_2$ wenig verändert, aber für makroskopische Entfernungen als verschwindend klein von hoher Größenordnung angenommen werden. Die Verteilung der Moleküle ist also durch die Differential-Integralgleichung bestimmt:

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{dx} = 2h \int_0^\infty n(\xi) \Psi(\xi-x) d\xi \quad \dots \dots \quad (6)$$

Ohne in eine genauere Analyse derselben einzugehen, kann man ein für unseren Zweck genügendes Resultat ableiten, in dem man mit n multipliziert und nach dx zwischen den Grenzen Null und x integriert, wodurch sich ergibt:

$$n(x) - n_0 = n(x) - n_w = 2h \int_0^x \int_0^\infty n(x) n(\xi) \Psi(\xi-x) dx d\xi \quad \dots \dots \quad (7)$$

Nun verschwindet aber offenbar die Resultierende der Kohäsionskräfte aller zwischen 0 und x liegenden Moleküle infolge der gleichheit von Wirkung und Symmetrie:

$$\int_0^x \int_0^\infty n(x) n(\xi) \Psi(\xi-x) dx d\xi = 0$$

und es verbleibt:

$$n(x) - n_w = 2h \int_x^\infty n(x) n(\xi) \Psi(\xi-x) dx d\xi \quad \dots \dots \quad (8)$$

Verlegt man jetzt den Punkt x ins Innere des ~~Hohlraums~~ Gases, wo die gleichförmige Dichte n_0 herrscht, so wird

$$n(x) - n_w = n_0 - 2h n_0^2 a,$$

~~falls~~ in dem das Doppelintegral

$$\int_x^\infty \int_0^\infty \Psi(\xi-x) dx d\xi = a \quad (9)$$

gesetzt wird, was in (2) vorausgesetzt, unter Benutzung der Abkürzung $\frac{a}{m^2} = a$ die übliche Formel ergibt:

$$p + \frac{a}{m^2} = \frac{n_0 T}{v} \quad \dots \dots \quad (10)$$

Dieser steht also im Gegensatz zu Wagners Behauptung auch in der strengen Theorie geltig, welche der Veränderlichkeit der Dichte in den Grunschichten Rechnung trägt. Da dieselbe mit (4) nicht in Widerspruch stehen kann, lässt sich nun umgekehrt für die Arbeit A die Differenz ableiten:

$$A = - \frac{R T}{N} \log \left(1 - \frac{a}{n_0 T} \right) \quad \dots \dots \quad (11)$$

*³) Boltzmann verlangt bekanntlich, dass der Durchmesser ρ_2 groß sei im Verhältnis zum mittleren Molekularabstand. Ein noch etwas weiter gehende Bedingung wählt man, wenn die zufälligen ~~statistischen~~ Bruste-Schwankungen des Gases berücksichtigt werden. Vergl. V. v. Smoluchowski, Boltzmann-Festschrift, 626, 1904.

and more metals. We can't say more than $\frac{1}{2} \text{ mole}$ because we have no information to determine the other parts of the reaction.

So we know from part (b) that $x = 2$. Now we can substitute this value into the equation:

(d)

$$\frac{1}{2}(x-2)^2 \cdot 3x + 2x = \frac{27}{2} \cdot 2$$

Now we can see that we have $x = 2$ and $y = 3$. So we can substitute these values into the equation and solve for a .

(e)

$$\frac{1}{2}(x-2)^2 \cdot 3x + 2x = \frac{27}{2} \cdot 2$$

Subtract $\frac{1}{2}(x-2)^2 \cdot 3x$ from both sides of the equation:

\therefore $2x = \frac{27}{2} - \frac{1}{2}(x-2)^2 \cdot 3x$

$$0 = \frac{1}{2}(x-2)^2 \cdot 3x - \frac{27}{2}$$

Divide by $\frac{1}{2}$:

$$0 = (x-2)^2 \cdot 3x - 27$$

"This simplifies to $(x-2)^2 \cdot 3x = 27$. Now we can take the square root of both sides:

$x = 3$ or $x = 2$

$$x^2 - 4x + 4 = 9$$

Simplifying, we get $x = 5$.

(f)

$$x = \frac{1}{2}(x-2)^2$$

First divide by $\frac{1}{2}$: $x = \frac{1}{2}(x-2)^2$. Then multiply both sides by 2 to get $2x = (x-2)^2$.

(g)

$$\frac{x}{v} = \frac{y}{v} + p$$

Now, the terms $\frac{x}{v}$ and $\frac{y}{v}$ are grouped together so there is no other change.

(h) The first of the following two equations is a linear equation in x and y .

The second is a linear equation in x and y . The first is a linear equation in x and y .

(i)

$$\frac{x-1}{2} + \frac{y}{2} = 1$$

The second equation is a linear equation in x and y . The first is a linear equation in x and y .

(4)

Die Richtigkeit der Gleichung ⁽⁹⁾ lässt sich übrigens in ganz einfacher Weise auch folgendermassen beweisen. Im Gleichgewichtszustand muss die auf ein Gas von bestimmter Dichte auf die Flächeninhalt der umgebenden Wände ausgeübte Kraft aus thermodynamischen Gründen unabhängig sein von der Art der letztern, wie auch Wagner am Schluss seiner Arbeit ausführt. Denken wir uns also eine Wand von erheblicher Dicke mit von genau derselben Dichte und Molekularkraft, wie jene des Gases, so dass ~~die~~ die Wand in Druck auf die von ihr ausgeübten Anziehungskräfte durch jenes Gas erachtbar sei.

Dann bleibt die Gasdichte in den Wandschichten gleich jener im Innern; also steht die Wand unter der Wirkung der Stoßkräfte: $\frac{n_e m c^2}{3}$ und der entgegengesetzten, vom Gas ausgehenden Kohäsionskräfte, deren Resultante offenbar dem Quadrat der Dichte proportional ist, sonst aber nur von der Form des Kraftgesetzes abhängt (entsprechend dem Doppelintegral in (9)). Dies ergibt sofort die Formel (10).

Boltzmann setzt sich allerdings über die Schwierigkeiten, welche die Behandlung der Grenzschichten mit sich bringt, kurz hinweg, doch scheint mir seine, auf der Annahme des Virials beruhende Ableitung^{*)}, im Gegensatz zu Wagner's Ansicht, ebenfalls ganz einwandfrei zu sein. Wird nämlich das Virial in der Form $\sum (xX + yY + zZ)$ angewendet, so ~~gibt~~ gibt allerdings das Innere des Gases (der Stoffkern) keinen Beitrag zu diesem Ausdruck, und es bleiben als ausschlaggebend gerade nur die durch veränderliche Dichte charakterisierten Wandschichten übrig.

Versetzt man dieselbe dagegen in der Form $\sum r f(r)$, so summieren sich die betreffenden ~~Teile~~ Beiträge der Moleküle des Stoffkernes, und die Wandschichten kommen als verschwindend dünn far nicht in Betracht – das ist eben der ganze Vorteil (bei der üblichen Methode der Summierung) dieser von Boltzmann angenommenen Berechnungs methode. Es sind nämlich jene zwei

Ecken für ein von innen Kräften beeinflusstem endlichen System (im Ganzen äquivalent, nicht aber für willkürlich abgegrenzte Teile desselben. Wagner ist somit in einem Irrtum begangen, wenn er meint, dass $\sum r f(r)$ für das Gas-Innere verschwindet, und damit aufzeigt auch sein gegen Sutherland's und Bekker's Ableitung vorgetragter Einwand.

^{*)} L. Boltzmann, Sitzber. 2, S. 152. (1898).

Das Gesagte dürfte zur Klärstellung der Sache genügen. Die ~~meisten~~ Physiker, welche mit Van der Waals' Abhandlung den von diesem Froscher eingeschlagenen Gedankengang sehr angeeignet haben, sind dabei meistens mehr einem intuitiven physikalischen Gefühl als ganz exakter mathematischer Überlegung gefolgt. Wir können mit Berechtigung konstatieren, dass sie von jener Intuition nicht irrgelenkt worden sind.

Krakau, 15. November 1915.

Adressat des Verfassers: Prof. M. Smoluchowski

Krakau, Studencka 27

and although others are myself who are full aware on April 20th and
presentations made by our self we are full aware that it is not the
one who is making presentation and when we were asked to do what taught us that
we had presented them with the right presentation and those were
done when we were told to carry on in each

7191 without 71 without

(g xix

for additional information
for additional information

-Vorgelegt am Seminar der Physik (WV) 20.II.1915

E 687

6

Zur Theorie der Zustandsänderungen

von Mr. Sanderson

Unter diesem Titel hat R. A. Wagner in diesen Annalen No. 1 ein Arbeit veröffentlicht,

^{*)} R. D. Wagner Ann. d. Phys. 44, 95, 1169, 1914

in welches er wahrscheinlich sucht durch (Erweck der Nachweis ist, dass Van der Waals, Doltzmann, Kruzen und alle anderen Autoren, welche ~~sollt~~ die Anziehungskräfte durch Erfahrung eines immer geringes $\frac{a}{r}$ ersetzten, ~~wurde~~ in einem Tropfen befangen waren, indem sehr unter dem Van d. Waals'schen ^{vielmehr} Voransetzungen (eine Zustandsgleichung von der Gestalt

$pV = RT e^{-\frac{f_{av}}{kT}} \left[1 + \frac{b}{V} e^{-\frac{f_{av}}{kT}} + \dots \right]$ wobei. Vor allem erkennt man die spätere jenseit Arbeit gegen Boltzmann, welcher ~~seine Form nur folgt~~ die Ableitung der Volw. Gleichung in
 ~~seiner~~ bei seinen Distributionen,

meistet mögliche Form zu geben, welche Fehler beseitigen haben soll.

~~Ich fürchte, Form zu geben, gewinnt nichts gegen die
Löschen Schriftart ^{schön} welche nicht ungestraft bleiben und da mir
Deich nach der Anfassung des Verfaßtes in keiner Weise anschließen kann, möchte
Kinderleicht, ich~~

der Druck möglicherweise nicht konstant zu sein, ist ausgenommen
Um das Wirkliche hervorheben zu lassen, beschränkt wir uns auf Punktmoleküle beschränken, undurch
der Volumen Steigung
die ~~steigt~~ dem b -Stadium ~~et~~ entsprechende Komplikation vermeiden wird. Der als Druck des Satzes
ist nun noch Wagner die ~~Wirklichkeit~~ ^{Wirkung} (ist die Moleküle) die Stöße auf eine unendlich dünne (ist) Wand
(Durchgangszone anzusehen, welche) ist
übertragen, die das Gas gegen den freien Raum abgrenzt, womit in der am untersten Wand:

$$\mu = \frac{n_w m c^2}{\hbar}$$

wobei nur die ~~umstehende an der Wand~~ ^{umstehende an der Wand} Reaktionzahl bedeutet, welche ~~Wand~~ ⁱⁿ der unmittelbar der Wand anliegenden Schicht pro Volumen wirkt und halten sind. Letztere Reaktionzahl ist aber nicht mit der im Innern des Gesamtraumes (Wagners "Stoffkern") pro Volumen wirkung entfallende Zahl n identisch, da die ^{so-} ~~Dichte~~ ^{so-} ~~der~~ Wirkungsgröße mit Abhängigkeit von der Wand abnimmt.
 (in den Grenschichten)

26
Dim

R

Und zwar ist laut Boltzmanns bekannten Setze die ~~Stetige~~ Wahrscheinlichkeit in der Richtung \vec{v} von der Wand:

$$n = n_0 e^{-\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{F}(\xi) d\xi} \quad \frac{n(x)}{n} = n_0 e^{-2 \int_{-\infty}^{x} \tilde{F}(\xi) d\xi} \quad (2)$$

~~so~~ μ m F(x) die

so geht also (1) über in mit Rücksicht auf die Werte $c^2 = 3RT$, aber in

$$\mu = \frac{RT}{v} e^{-\frac{N_A}{RT} A}$$

Somit ist also Wagners Ableitung ganz richtig, aber unbedingt ist dessen Ansicht, dass n_A ~~h~~ eine Funktion des spezifischen Fehlers sei, da ja die ~~h~~ Kräfte $F(\xi)$ im Allgemeinen von ~~h~~ in den Wandrichtungen, \Rightarrow also der Veränderlichkeit der $n(\xi)$, der Verteilung ~~der h~~ abhängen, welche mit $n(\xi)$ und diese auch die in h enthaltene Temperatur mit bestimmt wird.

Untersuchen wir diese Verteilung etwas näher. Durch Differenziation von (2) erhält man

$$\frac{1}{n} \frac{d n}{d x} = 2 h \cdot F(x)$$

was mit der aerotischen Einwirkung identisch ist. ~~Das muss F~~ Nun ^{besteht aus Anziehungskräften} ~~die Kollektivkraft~~
~~zurufen,~~ ^{der in verschiedenen} ~~Durchflussrichtung~~ ^{Geschwindigkeiten}
~~welche das in x befindliche Reibekilometer ξ in der Entfernung ξ von der Wand befindlichen~~ ^(von der Distanz ξ)
~~Durchflussrichtung~~ ^{ausdrückt,} ~~ausdrückt,~~ ~~erhält,~~ ~~mit~~ $\frac{dF}{dx} = n(\xi) F(\xi-x) \frac{dx}{\xi}$ ~~verändert werden~~, wo die Funktion F dies
~~von der Gestalt des Kraftgesetzes abhängt;~~ ^{hier nicht} ~~Dieses~~ ^{ist} ~~ein~~ ^{als} ~~unpaare~~ ^{die} ~~Funktion~~ und ~~hier~~
~~im Sinne der Boltzmann'schen Voraussetzungen als~~ ^{i einer relativistischen Weise} $|F(\xi-x)| < c_2$ ^{der} ~~wenig veränderlich~~, ~~für grossen Entfernen~~
~~klein von Null hinweg angenommen wird.~~ ^{zu} Die Verteilung der Reibekräfte ist also durch die Differential-
~~Integrale gleichung bestimmt:~~

$$\frac{1}{n} \frac{du}{dx} = 2h \int_{-\infty}^{\infty} u(\xi) \Psi(\xi - x) d\xi$$

Um in eine genauere Analyse derselben einzutreten, kann man $\hat{\epsilon}_i$ folgendes für unseren Zweck genügendes Resultat ableiten, indem man mit n multipliziert und nach δx zwischen den Grenzen Null und x integriert, und dadurch erhält:

$$n(x) - n_w = 2h \int_{-\infty}^{x_0} n(x) n(\xi) \Psi(\xi - x) dx d\xi$$

Wird nun der Punkt x ins Innere des Kreises verlegt, so die gleichformigen Dachte no. hessst, so

50
to XIX

verminimiert die Resultante der ~~—~~ Kohäsionskräfte muß zwischen σ und χ gleich Null sein.
 Nun ist aber offener des Integral

$$\int_0^x n(x) n(\xi) \frac{\partial Y}{\partial x}(\xi-x) dx d\xi = 0$$

von der Stetigkeit von Wirkung und Gegenwirkung
 da dies die Resultante des Gesamtdruckes aus beiden paaren gleichen ~~zu~~ Stufen von aufeinander
 folchen bedeutet, also ~~$\frac{\partial Y}{\partial x}$~~ verbleibt

$$u(x) - u_{\infty} = 2h \int_0^{\infty} u(\xi) u'(\xi) P(\xi-x) d\xi d\zeta$$

Vorlegt man jetzt den Punkt α ins Innere des Sessus ausgeg., wo die gleichseitige Dreiecke herreicht, so wird es

$$n_0 - n_\infty = 2 \hbar n_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(\xi - x) dx d\xi$$

und kommt raus, falls letzteres Doppelintegral mit 0 besitzt oder:

$$n_w = n_0 - \frac{\alpha n_0^2}{\frac{E_T}{N}}$$

was in (1) eingesetzt (die obige ~~homogene~~ Formel ergibt:

$$P + \frac{Q}{v} = \frac{RT}{V}$$

Die Formel und () bestehen kein Widerspruch, ^{bestehen kann} ~~und das daraus~~ die Lautnote die Arbeit zu erhalten:

$$A = -\frac{4T}{N} \log \left(1 - \frac{a}{vR^T} \right)$$

Dass ~~zwar~~ die übliche Formel auch in der strengen Theorie, welche die Veränderlichkeit der Dichte ^{geltig bleibt}, ^{wantum} die ~~zweite~~ ^{Bestimmung trügt}, kann man übrigens ^{in ganz einfacher Weise} ~~zweite~~ ^{bestimmen} einsehen:

Zur Reibungswärts verlaufenden ^{näherliegenden} ~~Flächenelementen~~ sitzen eines Dosen von bestimmter Größe auf die Flächenelemente der gegenüberliegenden Wände ausgeübte Kraft unabhängig von der Art der lasten.

- wir auch Wagner im letzten Abschnitt seiner Arbeit beweist. ~~und~~ stattdessen den Druck auf eine
~~in der~~ ~~reichen~~ ~~Welt~~
~~noch dünner~~ Denken wir uns also eine Wand von erheblicher Dicke und von genau derselben Dicke wie
jene des Sensors, so dass ~~die Reaktionsschicht~~ ^{die Schicht im Druck auf} durch ~~durch~~ ~~jenes~~ ~~die~~ unantastbar ist. Dann ist ~~der~~ ~~noch~~

bleibt die Dicke in den Wandschichten gleich jener im Innern; und die auf die Wand wirkende Kraft
 der steht die Wand unter der Wirkung der
ist gleich der Differenz der Störkräfte: $\frac{n m^2}{3}$ und der Halt aufgegengesetzten, seitens des Säss ausgebüttelten
 Kohäsionskräfte, deren Resultante offenbar dem Quadrat der Dicke proportional ist, ^{somit} aber nur von der
 Form ^{unterordnet} des Kraftpunktes abhängt (\rightarrow siehe oben das Doppelintegral in ()). Dies ergibt sofort die Formel ().
 ()

Dottmann setzt sich allerdings über die Schlußfolgerungen welche die Bezeichnung der Gruswirkungen
auf sich bringt, Kurs hinweg, doch ist seine Ableitung ^{scheint mir} in Wider
aberfalls ganz unverantwor. auf der Annahme des Verwels beruhende (Satz. 2 p. 152)

J

P

a

f

G 17

Wird nämlich das Virial in der Form $\Sigma(xX+yV+zZ)$ angewandt, so ~~gibt~~^{gibt} ~~heute für diesen Zweck~~
 Innen des Körpers (der Stoffkern) ~~kommen~~^{zum Nutzen} und es bleiben grade nur die ~~die~~ Wandschichten
 als ausschlaggebend übrig.

Vernimmt man den über dagegen in der Form $\Sigma r f(r)$, so summieren sich die ~~Kräfte~~^(entstehende Kräfte) der
 Kräfte des Stoffkerns und der Wandschichten ~~und~~^{kommen} als verschwindend klein für nicht in Betracht —
 das ist eben der ganze Vorteil ~~der~~^{durch von} ~~der~~^{angemessene} Dichtedistributionsmethode. Es sind eben jene zwei
 Formen ~~im Sonnen~~^{für ein inhomogenes System} äquivalent, nicht aber für willkürliche
 abgesuchte Teile des Körpers. Ebenso ungeschäftigt ist somit auch der von Wagner gegen Tamm und
 und Dabkars Ableitung vorgebrachter Einwand, welcher auf

Wagner ist sonst in einem Intervall besagen, wenn er meint, dass $\Sigma r f(r)$ für das Gas Innen verschwindet
 und damit entfällt an der ~~der~~ innen

Das Gesagte direkt zur Klärstellung der Sache genügen. Van der Waals hat die umfassende
 Physik, welche mit Abhandlung ~~da~~^{erfolgt sind} dem von diesem Forscher erzielten Erwiderung und angewandt haben
 sind ~~die~~^{nicht dabei meinten} ganz mehr einen intuitiven physikalischen Spül als ganz exakte mathematische Überlegung
 was ist physik. Intuition
 gefolgt. Wir können mit Berichtigung vorstolzen, dass ~~in seiner Intuition sie weit eingerichtet werden~~^{von seiner Intuition sie weit eingerichtet werden} sind.

