**Berichtigung zu meinem Aufsatz.
„Über das Streuungsgesetz des freien Gitters“*.**

Von **Aurel Wintner** in Leipzig.

(Eingegangen am 11. Juni 1928.)

In der zitierten Arbeit habe ich gewisse unendliche Differential-systeme mit Hilfe von Fourierintegralen explizite integriert. Ich habe dabei zunächst das eindimensionale Problem betrachtet und bin sodann zu dem Fall dreidimensionaler Gitter übergegangen. Von Herrn M. Born erfahre ich auf freundliche Weise, daß das Differentialsystem, welches die Schwingungen eines dreidimensionalen Gitters bestimmt, nicht, wie ich irrtümlich angenommen habe, in die von mir betrachtete Klasse von Differentialsystemen gehört. Ich behandle nämlich z. B. im Coulomb-schen Falle die Matrix

$$a_{p_1 - q_1 \ p_2 - q_2 \ p_3 - q_3} = \frac{(-1)^{p_1 - q_1 + p_2 - q_2 + p_3 - q_3}}{((p_1 - q_1)^2 + (p_2 - q_2)^2 + (p_3 - q_3)^2)^{3/2}}.$$

Diese würde der Annahme entsprechen, daß das Potential $r^{-1} = |\mathbf{r}|^{-1}$ zweimal nach $|\mathbf{r}|$ differenziert wird. Bei der wirklichen Matrix muß man jedoch nicht zweimal nach $|\mathbf{r}|$, sondern nach je zwei Komponenten von $\mathbf{r}$ differenzieren. Dieser Umstand verleiht der Matrix einen nicht skalaren Charakter und verhindert dadurch wesentlich die unmittelbare Übertragung der eindimensionalen Betrachtung. Der Ansatz ist also nicht hinreichend allgemein, indem die versehentlich angesetzte Matrizenklasse in die richtige nur in dem eindimensionalen Falle übergeht. Im Raume sind die Verhältnisse wesentlich komplizierter.

Die Anwendung der Labilitätsbetrachtung (§ 8) auf den Fall eines Gitters ist, wie ebenfalls Herr Prof. Born, dem ich für seine Hinweise meinen besten Dank ausspreche, bemerkt hat, bereits in dem eindimensionalen Falle nicht erlaubt, sofern es sich um ein Gitter handeln soll. Bezeichnet nämlich $\|a_{p-q}\|$ die Matrix des Differentialsystems, so nehme ich an, daß die p -te Ladung auf die q -te keine Wirkung ausübt, sofern $p = q$ ist, woraus $a_{p-p} = a_0 = 0$ und sodann, wie zu erwarten ist, auch die Labilität folgt. Bei einem Gittermodell sind aber die Partikel nicht frei, sondern aneinander quasielastisch gebunden, so daß a_0 sich nicht durch $a_0 = 0$, sondern durch die Forderung bestimmt, daß die Summe aller a_n verschwindet. Hierbei bezeichnet a_n die zweite

* ZS. f. Phys. 48, 495, 1928.

Abteilung des Potentials an der Stelle n . Nimmt man z. B., um keine nicht erlaubte Konvergenzerleichterungen einzuführen, die Kraft logarithmisch an, so daß in der Ebene das Potential logarithmisch, im Raume aber coulombsch ausfallen möge, so hat man (im binären äquidistanten Falle) $a_n = (-1)^n |n|^{-1}$. Auf einer achsenparallelen isolierten Geraden des Coulombschen Gitters ist $a_n = (-1)^n |n|^{-3}$, usf. Die auf S. 497 angegebene Gestalt der allgemeinen Lösung des zu $\|a_p - a_q\|$ gehörigen Differentialsystems ist freilich von der besonderen Wahl der a_n , also insbesondere von der unzulässigen Annahme $a_0 = 0$ unabhängig.

Zum Schluß möchte ich wiederholt betonen, daß der Umstand, wonach die von Hilbert begründete, von Hellinger und Toeplitz weiterentwickelte Theorie der unendlichen Matrizen die Grundlage der Gitterdynamik bilden muß, seit der Entstehung der letzteren wohlbekannt ist, ja ihre Entstehung nicht unwesentlich erleichtert hat. Eine folgerichtige mathematische Anwendung der erwähnten Theorie auf die Gitterdynamik liegt jedoch bisher nicht vor, da meine Formeln l. c. für zwei- und dreidimensionale Gitter nicht in Anspruch genommen werden können (und auch sonst nur dann, wenn sie von der Annahme $a_0 = 0$ unabhängig sind). Die Aufgabe wäre auch hier die explizite Bestimmung der mehrdimensionalen Spektralmatrix.