

BAYERISCHE AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN
MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHE KLASSE

SITZUNGSBERICHTE

JAHRGANG

1960



MÜNCHEN 1961

VERLAG DER BAYERISCHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN

In Kommission bei der C. H. Beck'schen Verlagsbuchhandlung München

Bemerkungen zu meiner Arbeit: „Verallgemeinerte Ausstrahlungslösungen der Wellengleichung bei beliebiger Dimensionszahl“

Von Dietrich Suschowk in München

Vorgelegt von Herrn Robert Sauer am 11. November 1960

1. In der im Titel genannten Arbeit (diese Sitzungsberichte 1959, S. 387–413), die im folgenden mit [A] zitiert wird, ist ein Versehen unterlaufen, das sich auf die Ergebnisse des § 4 (Sätze 4, 5 und 6) auswirkt: Beim Übergang von den auf S. 405 (Mitte) stehenden Ausdrücken für $\partial^m P_\nu(\tau)$ und $\partial^m Q_\nu(\tau)$ zu den auf S. 406 (Formel 26) bzw. S. 410 (erste Formel von oben) für diese Ausdrücke angegebenen Darstellungen wurde die Mitnahme des in beiden Fällen rechts auftretenden Faktors $(\tau^2 - 1)^{\frac{n-3}{4}}$ vergessen. Anstatt die bei Korrektur dieses Versehens erforderlichen Änderungen nach dem „statt-lies“-Schema vorzunehmen, gebe ich unter 2. zur Bequemlichkeit des eventuellen Lesers die gültige Fassung dieser Sätze mit den zugehörigen Beweisen. Der in [A] stehende Text ist demnach ab Satz 4 einschließlich durch die Ausführungen unter 2. zu ersetzen.

In 3. wird gezeigt, daß die bei geradem n für nichtzulässige Separationsparameter gebildeten Integrale \tilde{u}_k ([A] Satz 1 a) und v_k ([A] Satz 3), die dort nur für $1 \leq \frac{t}{r} < 3$ definiert worden sind, tatsächlich für jedes $(1 \leq) \frac{t}{r} < \infty$ erklärt werden können.

Unter 4. findet man einen neuen Satz, der bei geradem n für nichtzulässige Separationsparameter die Umkehrung der Ausstrahlungsintegrale ermöglicht und damit den Satz 2 verallgemeinert.

In 5. werden einige Druckfehler berichtigt und die wegen 2. erforderlichen Änderungen der Einleitung zu [A] angezeigt.

2. Satz 4: Ist $n > 1$ ungerade und $-k \leq \frac{1}{4}((n-1)(n-3) + 1)$, also nicht notwendig ein zulässiger Separationsparameter, so ist das mit f ($\partial^2 f \in L(0, \infty)$) gebildete Integral

$$u_k(t, r) = \int_1^{t/r} (\tau^2 - 1)^{\frac{n-3}{4}} P_\nu^{\frac{n-3}{2}}(\tau) f(t - \tau r) d\tau$$

eine (durch f , n und k eindeutig festgelegte) Lösung von (5), die für jedes endliche ($1 \leq \frac{t}{r}$) existiert und auf (7) verschwindet. (Ist k ein zulässiger Separationsparameter, so ist $\nu = \frac{n-3}{2} + l$. Keines der $P_\nu^{\frac{n-3}{2}}(\tau)$ verschwindet daher identisch.)

Beweis: Zunächst ist P_ν^m durch k wegen $P_\nu^m = P_{-\nu-1}^m$ eindeutig festgelegt, und für zulässige Separationsparameter hat man

$$\nu = -\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{(n-1)(n-3) + 4k + 1} = \frac{n-3}{2} + l.$$

Für den Kern $(\tau^2 - 1)^{\frac{n-3}{2}} B(\tau)$ von (17) ergibt sich im vorliegenden Fall

$$(26) \quad (\tau^2 - 1)^{\frac{n-3}{2}} \partial^{\frac{n-3}{2}} P_\nu^{\frac{n-3}{2}}(\tau) = (\tau^2 - 1)^{\frac{n-3}{2}} P_\nu^{\frac{n-3}{2}}(\tau) =: \tilde{P}_\nu^{\frac{n-3}{2}}(\tau).$$

Aus (24) ist unmittelbar abzulesen, daß $P_\nu^{\frac{n-3}{2}}$ für jedes endliche τ beschränkt und über jedes Kompaktum aus $[1, \infty[$ integrierbar ist. Da ferner $\partial P_\nu^{\frac{n-3}{2}}$ für $\tau \downarrow 1$ beschränkt bleibt, so ist auch $a(t, r) = 0$. Also liefert (17) mit (26) für jedes f mit $\partial^2 f \in L(0, \infty)$ eine Lösung von (5), die auf (7) verschwindet. Der Beweis ist damit beendet.

Übrigens ist im Fall zulässiger Separationsparameter ($\nu = \frac{n-3}{2} + l$)

$$\begin{aligned} (\tau^2 - 1)^{\frac{n-3}{4}} P_{\frac{n-3}{2} + l}^{\frac{n-3}{2}}(\tau) &= \\ &= \frac{(n+l-3)!}{2^{\frac{n-3}{2}} \left(\frac{n-3}{2}\right)! l!} (\tau^2 - 1)^{\frac{n-3}{2}} F\left(n+l-2, -l, \frac{n-1}{2}, \frac{1-\tau}{2}\right), \end{aligned}$$

so daß sich die Integranden der in den Sätzen 1 und 4 angegebenen Integrale formal nur um einen konstanten Faktor unterscheiden. Natürlich ist im ersten Fall n gerade, im zweiten dagegen ungerade. Dieser Unterschied bedingt die Gültigkeit des Huyghens'schen Prinzips für das u_k aus Satz 4 (der Integrand ist ein Polynom in τ) und die Nichtgültigkeit dieses Prinzips für das u_k aus Satz 1 (der Integrand enthält die Irrationalität $\sqrt{\tau^2-1}$).

Es sei noch bemerkt, daß man die in Satz 4 angegebene Ausstrahlungslösung wegen (8) und (9) in der Gestalt

$$u(t, r) = \frac{\varepsilon(t-r)}{r} \tilde{P}_v^{\frac{n-3}{2}}(\tau) * \varepsilon(t) f(t)$$

schreiben kann. Um hieraus durch Spezialisierung die im Fall $n = 3$ wohlbekannte Ausstrahlungslösung $\frac{g(t-r)}{r}$ zu gewinnen, nehme man $\nu = 0$ und wähle f als Ableitung ∂g . Wegen $P_0^0 = 1$ erhält man

$$\begin{aligned} \int_1^{t/r} f(t - \tau r) d\tau &= \int_1^{t/r} \partial g(t - \tau r) d\tau = -\frac{1}{r} \int_1^{t/r} \partial_\tau g(t - \tau r) d\tau \\ &= \frac{1}{r} (g(t-r) - g(0)), \end{aligned}$$

ein Ausdruck, der überdies für $t = r$ verschwindet, wie es nach der allgemeinen Herleitung sein muß.

Wie im Fall gerader Dimensionen läßt sich auch hier die zu der Lösung u_k gehörige Ausstrahlungsintensität f aus u_k bestimmen:

Satz 5: Unter den Voraussetzungen und mit den Bezeichnungen des Satzes 4 gilt die Umkehrformel

$$\begin{aligned} &\varepsilon(t) t^{\frac{n-3}{2} + \nu} * \varepsilon(t) f(t) \\ &= \frac{\sqrt{\pi} \Gamma\left(\nu - \frac{n-5}{2}\right)}{2^\nu \Gamma\left(\nu + \frac{1}{2}\right)} \lim_{r \downarrow 0} \left[r^{\frac{n-1}{2} + \nu} u_k(t, r) \right], \end{aligned}$$

die sich für zulässige Separationsparameter zu

$$f(t) = \frac{\sqrt{\pi} l!}{2^{\frac{n-3}{2}} \Gamma\left(\frac{n-2}{2} + l\right)} \partial^{n+l-2} \lim_{r \downarrow 0} [r^{n+l-2} u_k(t, r)]$$

spezialisiert.

Beweis: Ausgehend von der für beliebige $\nu > -\frac{1}{2}$ gültigen Entwicklung (vgl. [1], Bd. 1, S. 164)

$$P_{\nu}^{\frac{n-3}{2}}(\tau) = \tilde{P}_{n,\nu}(\tau) + \frac{2^{\nu} \Gamma\left(\nu + \frac{1}{2}\right)}{\sqrt{\pi} \Gamma\left(\nu - \frac{n-5}{2}\right)} \tau^{\nu}$$

mit

$$\tilde{P}_{n,\nu}(\tau) = o(\tau^{\nu}) \quad (\tau \rightarrow \infty)$$

findet man

$$u_k(t, r) =$$

$$= \varepsilon(t-r) r^{-\frac{n-1}{2}} (t^2 - r^2)^{\frac{n-3}{4}} \left[\tilde{P}_{n,\nu}\left(\frac{t}{r}\right) + \frac{2^{\nu} \Gamma\left(\nu + \frac{1}{2}\right)}{\sqrt{\pi} \Gamma\left(\nu - \frac{n-5}{2}\right)} \left(\frac{t}{r}\right)^{\nu} \right] * \varepsilon(t) f(t)$$

oder

$$r^{\frac{n-1}{2} + \nu} u_k(t, r) =$$

$$= \varepsilon(t-r) (t^2 - r^2)^{\frac{n-3}{4}} \left[r^{\nu} \tilde{P}_{n,\nu}\left(\frac{t}{r}\right) + \frac{2^{\nu} \Gamma\left(\nu + \frac{1}{2}\right)}{\sqrt{\pi} \Gamma\left(\nu - \frac{n-5}{2}\right)} t^{\nu} \right] * \varepsilon(t) f(t).$$

Durch Grenzübergang ergibt sich daraus die erste Gleichung aus Satz 5. Aus dieser erhält man mit $\nu = \frac{n-3}{2} + l$ die zweite Gleichung.

Satz 6: Ist $n > 1$ ungerade und $-k \leq \frac{1}{4}((n-1)(n-3) + 1)$ sowie $f(\sigma)$ für $\sigma \geq 0$ beschränkt und integrierbar, so ist

$$v_k(t, r) = \int_1^{t/r} (\tau^2 - 1)^{\frac{n-3}{4}} Q_{\nu}^{\frac{n-3}{2}}(\tau) f(t - \tau r) d\tau$$

eine (durch f , n und k eindeutig festgelegte) Lösung der Gleichung

$$\begin{aligned} r^2 \left(\partial_t^2 - \partial_r^2 - \frac{n-1}{r} \partial_r + \frac{k}{r^2} \right) v_k(t, r) = \\ = - 2^{\frac{n-3}{2}} \left(\frac{n-3}{2} \right)! f(t-r), \end{aligned}$$

die der Bedingung $\lim_{\frac{t}{r} \downarrow 0} v_k(t, r) = 0$ genügt.

Beweis: Nach [1], Bd. 1, S. 163 kann $Q_v^0 = Q_v$ in einer rechteckigen Umgebung von $\tau = 1$ in die Gestalt

$$(27) \quad Q_v(\tau) = -\frac{1}{2} \log \frac{|\tau-1|}{2} + p_v(\tau)$$

mit endlichem $P_v(1)$ gebracht werden, während für Q_v^m ($m > 0$) in einer solchen Umgebung

$$(28) \quad Q_v^m(\tau) = 2^{\frac{m}{2}-1} \Gamma(m) (\tau-1)^{-\frac{m}{2}} + q_{mv}(\tau)$$

mit endlichem $q_{mv}(1)$ gilt. Demnach existieren die mit beschränkten, integrierbaren f gebildeten Integrale $v_k(t, r)$ für jedes endliche $\frac{t}{r} \geq 1$. Weiter ist für $n = 3$ wegen (27) und $|f| \leq K$

$$\begin{aligned} \left| \int_1^{t/r} Q_v(\tau) f(t-\tau r) d\tau \right| &\leq \frac{K}{2} \int_1^{t/r} \log \frac{\tau-1}{2} d\tau + K \int_1^{t/r} |p_v(\tau)| d\tau = \\ &= \frac{K}{2} \left(\frac{t}{r} - 1 \log \frac{t}{r} - \frac{t}{r} \right) + K \int_1^{t/r} |p_v(\tau)| d\tau. \end{aligned}$$

Die rechte Seite dieser Ungleichung strebt für $\frac{t}{r} \downarrow 1$ gegen Null, so daß

$$(29) \quad v_k(t, r) \rightarrow 0 \quad \text{für} \quad \frac{t}{r} \downarrow 1$$

gilt. Für $n > 3$ ungerade ist wegen (28) mit $m = \frac{n-3}{2}$ und $|f| \leq K$ der Integrand des v_k definierenden Integrals in einer rechtsseitigen Umgebung von $\tau = 1$ beschränkt, daher gilt auch in diesen Fällen (29). Die v_k erfüllen daher die auf (7) gestellte Forderung.

Es bleibt die Bedingung $\lim_{\tau \downarrow 1} b(t, r; \tau) = a(t, r) < \infty$ zu prüfen. Mit

$$(30)' \quad B(\tau) = (\tau^2 - 1)^{\frac{n-3}{4}} Q_{\nu}^{\frac{n-3}{2}}(\tau)$$

ergibt sich unter Beachtung einer Rekursionsformel (vgl. [1], Bd. 1, S. 161, Formel 10)

$$\begin{aligned} \partial B(\tau) &= \\ &= (\tau^2 - 1)^{-\frac{n+1}{4}} \left[-\left(\nu + \frac{n-1}{2}\right) \tau Q_{\nu}^{\frac{n-3}{2}}(\tau) + \left(\nu - \frac{n-5}{2}\right) Q_{\nu+1}^{\frac{n-3}{2}}(\tau) \right]. \end{aligned} \quad (31)$$

Hieraus gewinnt man im Fall $n = 3$ nach Anwendung einer weiteren Rekursionsformel (vgl. [1], Bd. 1, S. 161, Formel 6)

$$\begin{aligned} \partial B(\tau) &= \nu(\nu + 1) (\tau^2 - 1)^{-\frac{1}{2}} Q_{\nu}^{-1}(\tau) = \\ &= \frac{\nu(\nu + 1)\Gamma(\nu)}{\Gamma(\nu + 2)} (\tau^2 - 1)^{-\frac{1}{2}} Q_{\nu}^1(\tau) = (\tau^2 - 1)^{-\frac{1}{2}} Q_{\nu}^1(\tau). \end{aligned}$$

Damit folgt in diesem Falle

$$b(t, r; \tau) = (\tau^2 - 1) Q_{\nu}(\tau) \partial_{\tau} f(t - \tau r) - (\tau^2 - 1)^{\frac{1}{2}} Q_{\nu}^1(\tau) f(t - \tau r).$$

Der erste Summand geht nach (27) für $\tau \downarrow 1$ gegen Null, während die Entwicklung (28)

$$Q_{\nu}^1(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\tau - 1)^{-\frac{1}{2}} + q_{1\nu}(\tau)$$

zeigt, daß der zweite Summand für $\tau \downarrow 1$ den Wert $-f(t-r)$ annimmt. Man hat also $a(t, r) = -f(t-r)$. Damit folgt aus (15)

$$[r^2(\partial_t^2 - \partial_r^2) - 2r\partial_r + k]v_k(t, r) = -f(t-r),$$

und der Satz ist für $n = 3$ bewiesen.

Für $n > 3$ ungerade findet man aus (28) und (30) mit einer nur von n abhängenden Konstanten

$$\begin{aligned} (\tau^2 - 1)^{\frac{n-1}{2}} B(\tau) &= (\tau^2 - 1)^{\frac{n+1}{4}} \left[(\tau - 1)^{-\frac{n-3}{4}} \cdot \text{Const} + q_{\frac{n-3}{2}, \nu}(\tau) \right] \\ &= (\tau - 1)(\tau + 1)^{\frac{n+1}{4}} \cdot \text{Const} + (\tau^2 - 1)^{\frac{n+1}{4}} q_{\frac{n-3}{2}, \nu}(\tau) \\ &\rightarrow 0 \text{ für } \tau \downarrow 1. \end{aligned}$$

Weiter ist nach (28) und (31)

$$\begin{aligned} &(\tau^2 - 1)^{\frac{n-1}{2}} f(t - \tau r) \partial B(\tau) \\ &= (\tau + 1)^{\frac{n-3}{4}} 2^{\frac{n-3}{4}-1} \Gamma\left(\frac{n-3}{2}\right) \left[\left(\nu - \frac{n-5}{2}\right) - \left(\nu + \frac{n-1}{2}\right) \tau \right] f(t - \tau r) \\ &+ (\tau^2 - 1)^{\frac{n-3}{4}} \left[\left(\nu - \frac{n-5}{2}\right) q_{\frac{n-3}{2}, \nu}(\tau) - \left(\nu + \frac{n-1}{2}\right) q_{\frac{n-3}{2}, \nu+1}(\tau) \right] f(t - \tau r). \end{aligned}$$

Dieser letzte Ausdruck nimmt für $\tau \downarrow 1$ den Wert

$$-2^{\frac{n-3}{2}} \frac{n-3}{2} \Gamma\left(\frac{n-3}{2}\right) f(t-r)$$

an. Daher ist für $n > 3$ ungerade

$$a(t, r) = -2^{\frac{n-3}{2}} \left(\frac{n-3}{2}\right)! f(t-r).$$

Satz 6 ist damit in allen Fällen bewiesen.

3. Bemerkt man im Anschluß an den Beweis von [A] Satz 1, daß $B_1(\tau)$ aus ([A] Formel 22) durch die Gleichung (vgl. etwa Bieberbach: Theorie der gewöhnlichen Differentialgleichungen, Berlin 1953, S. 214)

$$B_1(\tau) = \begin{cases} F\left(a, \beta, \frac{n-1}{2}, \frac{1-\tau}{2}\right) & \text{für } |1-\tau| < 2 \\ \left(\frac{1+\tau}{2}\right)^{-\beta} F\left(\beta, \beta - \frac{n-3}{2}, \frac{n-1}{2}, \frac{\tau-1}{\tau+1}\right) & \text{für } 0 < \tau \end{cases}$$

(β wie in ([A] Formel 21)) für beliebige positive τ erklärt werden kann, so folgt, daß das Integral

$$(*) \quad u(t, r) =$$

$$\int_1^{t/r} (\tau^2 - 1)^{\frac{n-3}{2}} \left(\frac{1+\tau}{2}\right)^{-\beta} F\left(\beta, \beta - \frac{n-3}{2}, \frac{n-1}{2}, \frac{\tau-1}{\tau+1}\right) f(t - \tau r) d\tau$$

eine für beliebige $(1 \leq) \frac{t}{r} < \infty$ erklärte Lösung von ([A] Formel 5) ist, die wegen der Beschränktheit des Integranden bei $\tau = 1$ auf ([A] Formel 7) verschwindet.

Weiter bemerke man im Anschluß an den Beweis von ([A] Satz 3) das Bestehen der Beziehungen (vgl. etwa Bieberbach a. a. O., S. 215)

$$e^{\frac{n-3}{2} \pi i} B_2(\tau) = \begin{cases} \left(\frac{\tau-1}{2}\right)^{-\frac{n-3}{2}} F\left(\frac{n-1}{2} - \beta, \frac{n-1}{2} - a, -\frac{n-5}{2}, \frac{1-\tau}{2}\right) & \text{für } 0 < |1-\tau| < 2 \\ \left(\frac{1+\tau}{2}\right)^{\beta - \frac{n-1}{2}} \left(\frac{\tau-1}{2}\right)^{-\frac{n-3}{2}} F\left(\frac{n-1}{2} - \beta, 1 - \beta, -\frac{n-5}{2}, \frac{\tau-1}{\tau+1}\right) & \text{für } \tau > 1 \end{cases}$$

wodurch B_2 für jedes endliche $\tau > 1$ erklärt wird. Die mit diesem B_2 nach ([A] Satz 3) gebildeten Integrale v_k sind daher für jedes endliche $(1 \leq) \frac{t}{r}$ Lösungen von ([A] Formel 5), die auf ([A]

Formel 7) verschwinden, denn die (im für $1 < \tau < \infty$ erklärten Zweig von B_2) an der Stelle $\tau = 1$ auftretende Singularität wird durch den Faktor $(\tau^2 - 1)^{\frac{n-3}{2}}$ im Integranden des v_k definierenden Integrals aufgehoben, wodurch diese Integranden bei $\tau = 1$ beschränkt bleiben.

4. Die folgende Aussage erweitert die Gültigkeit des Satzes 2 aus [A] auf beliebige positive Separationsparameter:

Satz: Ist $n > 0$ gerade und $k > 0$, so gestattet das Integral (*) aus 3. die Umkehrung

$$\varepsilon(t) t^{n-\beta-3} * \varepsilon(t) f(t) = \frac{\Gamma\left(\frac{n-1}{2} - \beta\right) \Gamma(a)}{\Gamma\left(\frac{n-1}{2}\right) \Gamma(a-\beta)} \lim_{r \downarrow 0} [r^{n-\beta-2} u(t, r)],$$

wobei a und β wie in ([A] Formel 21) erklärt sind. Für zulässige Separationsparameter spezialisiert sich dieser Ausdruck zu

$$f(t) = \frac{\Gamma\left(\frac{n-1}{2} + l\right) \Gamma(n+l-2)}{\Gamma\left(\frac{n-1}{2}\right) \Gamma(n+2(l-1))} \partial^{n+l-2} \lim_{r \downarrow 0} [r^{n+l-2} u(t, r)].$$

Diese Darstellung versagt allein für $n = 2$, $l = 0$ (also $k = 0$), in welchem Falle die zweite Aussage des Satzes 2 aus [A] gilt.

Beweis: (*) aus 3. kann in der Gestalt

$$u(t, r) = \frac{\varepsilon(t-r)}{r} \left(\left(\frac{t}{r} \right)^2 - 1 \right)^{\frac{n-3}{2}} \left(\frac{1}{2} \left(1 + \frac{t}{r} \right) \right)^{-\beta} F \left(\dots, \frac{\frac{t}{r} - 1}{\frac{t}{r} + 1} \right) * \varepsilon(t) f(t)$$

oder als

$$r^{n-\beta-2} u(t, r) = 2^{-\beta} \varepsilon(t-r) (t^2 - r^2)^{\frac{n-3}{2}} (t+r)^{-\beta} F \left(\dots, \frac{t-r}{t+r} \right) * \varepsilon(t) f(t)$$

geschrieben werden. Mit $\alpha' = \beta$, $\beta' = \beta - \frac{n-3}{2}$, $\gamma' = \frac{n-1}{2}$ ist wegen $\beta = \frac{n-2}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{(n-2)^2 + 4k}$

$$\begin{aligned} \gamma' - \alpha' - \beta' &= n - 2 - 2\beta = \sqrt{(n-2)^2 + 4k} > 0 \\ & (= \alpha - \beta). \end{aligned}$$

Zufolge der für $\gamma - \alpha - \beta > 0$ geltenden Beziehung

$$F(\alpha, \beta, \gamma; 1) = \frac{\Gamma(\gamma) \Gamma(\gamma - \alpha - \beta)}{\Gamma(\gamma - \alpha) \Gamma(\gamma - \beta)}$$

ist daher

$$\lim_{r \downarrow 0} F\left(\beta, \beta - \frac{n-3}{2}, \frac{n-1}{2}, \frac{t-r}{t+r}\right) = \frac{\Gamma\left(\frac{n-1}{2}\right) \Gamma(\alpha - \beta)}{\Gamma\left(\frac{n-1}{2} - \beta\right) \Gamma(\alpha)} =: C_{n, \alpha, \beta}.$$

Damit wird

$$\lim_{r \downarrow 0} [r^{n-\beta-2} u(t, r)] = C_{n, \alpha, \beta} \varepsilon(t) t^{n-\beta-3} * \varepsilon(t) f(t).$$

Dieser Ausdruck geht für zulässige Separationsparameter, also mit $\beta = -l$, $\alpha = n + l - 2$ ($l = 0, 1, 2, \dots$) über in

$$\varepsilon(t) t^{n+l-3} * \varepsilon(t) f(t) = \frac{\Gamma\left(\frac{n+1}{2} + l\right) \Gamma(n+l-2)}{\Gamma\left(\frac{n-1}{2}\right) \Gamma(n+2(l-1))} \lim_{r \downarrow 0} [r^{n+l-2} u(t, r)].$$

Links steht das $(n + l - 2)$ te iterierte Integral von $f(t)$, woraus die noch zu beweisende Behauptung folgt.

5. Es folgt die Richtigstellung des Textes der Einleitung zu [A] und das Verzeichnis der Druckfehler in den §§ 1 bis 3 aus [A].

Textseite in [A]	Zeile	Statt	lies
388	7 v. u.	Termine	Terme
389	12 v. u. bis 7 v. u.	Im Falle (Satz 1a).	Auch im Falle nicht- zul. Sep.parameter, deren Mächtigkeit stets der des Kontinuums gleich ist, haben die Integrale der homoge- nen separierten Wel- lengleichung dieses Existenzgebiet.
390	6 v. o. bis 8 v. o.	. . ., wobei sich . . . zeigen.	. . ., wobei man den Resultaten des § 3 ge- nau entsprechende Er- gebnisse erhält (Sätze 4 bis 6).
	12 v. o. bis 1 v. u.	. . . Polynome, wo- durch . . . wird.	Polynome.
393	11 v. o.	(7)	(1)
395	5 v. o.	[10]	(10)
	6 v. o.	[8]	(8)
396	3 v. u.	$\int_1^{t/r} (\tau^2 - 1)^{\frac{n-1}{2}} B(\tau) f(t - \tau r) d\tau$	$\int_1^{t/r} (\tau^2 - 1)^{\frac{n-3}{2}} B(\tau) f(t - \tau r) d\tau$
394	8 v. o. }	$L(-\infty, +\infty)$	$L(0, \infty)$
397	10 v. o. }		
398	9 v. o. }	(16)	(18)
404	9 v. u. }		
	3 v. u. }		

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: [Sitzungsberichte der mathematisch-physikalischen Klasse der Bayerischen Akademie der Wissenschaften München](#)

Jahr/Year: 1961

Band/Volume: [1960](#)

Autor(en)/Author(s): Suschowk Dietrich

Artikel/Article: [Verallgemeinerte Ausstrahlungslösungen der Wellengleichung bei beliebiger Dimensionszahl. Bemerkungen zu meiner Arbeit 251-261](#)