

Abb. 3 a. Geschwindigkeitsverlauf beim Übergang der Detonations-Stoßwelle in Polystyrol bei G. Ordinate: Geschwindigkeit; Abszisse: relative Wegstrecke  $2s/\lambda_\epsilon$  (wahre Wegstrecken zwischen zwei Meßpunkten innerhalb des Diagramms angegeben). Schraffierter Bereich: Übergangszone mit unsicherer „wirksamer“ DK.

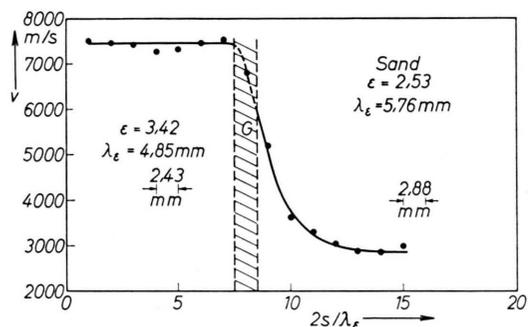


Abb. 3 b. Geschwindigkeitsverlauf beim Übergang der Detonations-Stoßwelle in vorgepreßten Sand. Sonst wie in Abb. 3a.

Aus dem nach Überschreiten des Punktes G weiterhin auswertbaren (wenn auch weniger regelmäßigen)

<sup>7</sup> R. F. HARRINGTON, Time-harmonic Electromagnetic Fields, McGraw-Hill Book Co., New York 1961, S. 454.

DOPPLER-Signal ergeben sich unter Berücksichtigung der DK-Werte für Polystyrol ( $\epsilon_r = 2,5$ ) und trockenem Sand <sup>7</sup> ( $\epsilon_r = 2,53$ ) Geschwindigkeitskurven nach Abb. 3 a, b. Dabei besteht allerdings im Übergangsbereich um G eine gewisse Unsicherheit über das „wirksame“  $\epsilon_r$ , da sich hier der DK-Sprung auf wenigstens einen Meßabschnitt ( $\lambda/2$ ) auswirkt, wozu möglicherweise noch der Einfluß von Feldverzerrungen tritt (vgl. das Registrierbeispiel der Abb. 2 a). Infolgedessen muß ohne nähere Kenntnis dieser Störungen den in diesem Übergangsbereich liegenden ein oder zwei Meßpunkten ein geringeres Gewicht beigemessen werden als den restlichen Meßwerten.

Offensichtlich ist der beobachtete Geschwindigkeitsverlauf der in den Festkörper auslaufenden Stoßwelle zuzuordnen. Während beim porösen Sand die verhältnismäßig starke Reflexion der Mikrowellenenergie an der Stoßfront noch durch einen Beitrag der Ionisierung der in den Poren eingeschlossenen Luft erklärt werden könnte, muß für das kompakte Polystyrol angenommen werden, daß der in der Stoßfront vorliegende Dichte- und der mit ihm verbundene DK-Sprung für die Reflexion verantwortlich ist, wie dies ähnlich auch für nichtionisierte schwache Luftstoßwellen nachgewiesen wurde <sup>8</sup>.

Da bei den vorliegenden Versuchen der Amplitudenverlauf des DOPPLER-Signals merklich durch die Filtercharakteristik des Meßverstärkers mitbedingt ist, erlauben diese Messungen noch keine genaueren Angaben über das Reflexionsvermögen der sich im Festkörper ausbreitenden Stoßfront. Die Festlegung eines quantitativen Zusammenhangs zwischen der Geschwindigkeit der Stoßfront, dem dort vorliegenden Dichtesprung und dem Mikrowellen-Reflexionsvermögen würde eine wertvolle Ergänzung zur Methode der Untersuchung von Stoßwellen-Vorgängen in Festkörpern mit Hilfe von RÖNTGEN-Blitzen <sup>9</sup> darstellen. Derartige Untersuchungen sind zur Zeit im Gange.

<sup>8</sup> B. KOCH, Phys. Verh. **8**, 191 [1957]; Z. Naturforsch. **19 a**, 395 [1964].

<sup>9</sup> R. SCHALL, Explosivstoffe **6**, 120 [1958].

### Zum Plasma-Mikrofeld

K. HUNGER, R. W. LARENZ und K. WILKE

Institut für Theoretische Physik der  
Technischen Hochschule Hannover

(Z. Naturforsch. **20 a**, 158–159 [1965]; eingeg. am 14. Dezember 1964)

Zur Prüfung bestehender Mikrofeldtheorien wurde folgendes numerische Experiment mit Hilfe der elektronischen Rechenanlage CDC 1604 A der T. H. Hannover durchgeführt: Ein aus Ionen und Elektronen bestehendes ideales Gas mit insgesamt  $N$  Plasmateilchen wurde in einem Kubus eingeschlossen und dann sich selbst überlassen. Hierbei bewegen sich die Teilchen

von beliebig wählbaren Anfangslagen mit beliebig vorgegebener Geschwindigkeitsverteilung auf gradlinigen Bahnen zwischen den Wänden des Kubus (streng genommen zwischen „Reflexionsschichten“, die infolge endlicher Bahnintegrationsschrittweite eine endliche Schichtdicke besitzen; wegen der Einzelheiten des Rechenverfahrens sei auf künftige Veröffentlichungen verwiesen). Im Inneren des Kubus kann an einem Aufpunkt das von den Plasmateilchen erzeugte Mikrofeld, das Potential etc. in jedem Zeitpunkt registriert und bezüglich seiner Wahrscheinlichkeitsverteilung von der Rechenmaschine festgehalten werden. Für Teilchenzahlen der Ordnung  $N \leq 10^2$  ergab sich, abgesehen vom Bereich hoher Feldstärken, die bekannte HOLTSMARK-



Mikrofeldverteilung<sup>1</sup> (von  $N = \infty$  auf die endliche Zahl  $N$  unwesentlich korrigiert). Dagegen ergaben sich für  $N \geq 10^3$  deutliche Abweichungen hiervon (s. Abb. 1), und zwar im Sinne größerer mittlerer Feldstärken, wie dies in Arbeiten der oben an 1. und 2. Stelle genannten Autoren<sup>2, 3</sup> für Temperaturen  $kT > e^2 n^{1/3}$  (DEBYE-

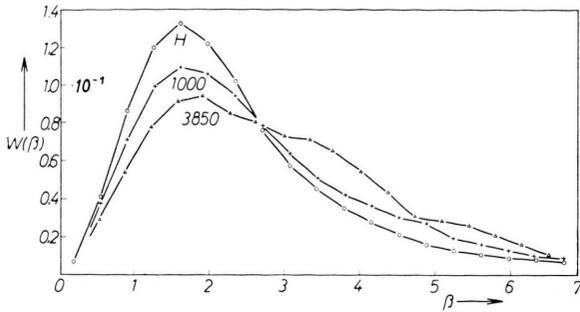


Abb. 1. Mikrofeldverteilung in normierter Darstellung.  $\beta = E/2,61 \cdot e n^{1/3}$ ;  $\circ$  = HOLTSMARK-Verteilung (H) für Teilchenzahl  $N = \infty$ , integriert in Kanalbreiten  $\Delta\beta = 0,363$ ;  $+$  = „beobachtete“ Verteilung für  $N = 1000$ ,  $\Delta$  = desgl. für  $N = 3850$ .

Anm. b. d. Korr.: Die Kurve für  $N = 3850$  ist mit Fortführung der Integration inzwischen weiter geglättet worden. Das Maximum liegt bei  $\beta \approx 2,3$ .

Länge größer als mittlerer Teilchenabstand) hergeleitet worden ist, wo sich auf Grund des weitreichenden COULOMB-Feldes ferner Ladungen eine GAUSS-Verteilung ergeben sollte. Der durchgeführte Versuch kann mit seinen geradlinigen Bahnen als repräsentativ angesehen werden, da die Teilchenbahnen in Wirklichkeit unter den angegebenen Bedingungen innerhalb von Dimensionen einer DEBYE-Länge und noch weit darüber hinaus bekanntlich nahezu geradlinig verlaufen; die im idealen Gas fehlende Wechselwirkung stellt daher keinen Einwand gegen das Versuchsergebnis dar. Für die Feststellung der beobachteten Abweichungen von der HOLTSMARK-Verteilung erwies sich bei den der Untersuchung zugänglichen Teilchenzahlen  $N$  als wichtig, daß das

Plasma eine Geschwindigkeitsverteilung aufweist; die thermischen Schwankungserscheinungen sind demnach wesentlich. Für den Gravitationsfall (Ladungen eines Vorzeichens) wurde die gleiche Feldverteilung beobachtet, wie nicht anders zu erwarten.

Die beobachteten deutlichen Abweichungen von der HOLTSMARK-Verteilung als bekanntlich derjenigen Verteilung, die wesentlich nur den Einfluß des „nächsten Nachbarn“ wiedergibt, lassen sich daraus erklären, daß in dem ursprünglichen HOLTSMARKSchen Ansatz selbstverständlich auch ein Fernfeldanteil enthalten ist, dieser aber bei der dort gewählten Art des Grenzübergangs  $N \rightarrow \infty$  verloren geht. Wie in einer demnächst erscheinenden Arbeit gezeigt wird, gewinnt das Fernfeld mit steigender Teilchenzahl  $N$  zunehmend an Einfluß. Die Fernfeldverteilung ist eine GAUSS-Kurve, deren Parameter durch die Plasmawechselwirkung wie in<sup>2</sup> bestimmt ist. Die vollständige Mikrofeldverteilung entsteht durch Faltung dieser GAUSSschen Fernfeldverteilung mit der HOLTSMARKSchen Nahfeldverteilung, was jedoch nur für  $kT \leq e^2 n^{1/3}$  von Bedeutung ist. Auf die Wirkung ferner Massen im Gravitationsfall ist bereits von NEUMANN<sup>4</sup> 1896 und SEELIGER<sup>5</sup> 1895 hingewiesen worden.

Zur Prüfung der Frage, welchem Feld ein (bewegtes) Plasmateilchen ausgesetzt ist, wurden in einer zweiten Gruppe von Versuchen bei kleinerer Teilchenzahl  $N \leq 96$  in Anlehnung an Rechnungen von v. HOERNER<sup>6</sup> – hier aber unter der Voraussetzung  $kT > e^2 n^{1/3}$  – die Teilchenbahnen unter dem Einfluß gegenseitiger Wechselwirkung aller Teilchen berechnet und die Wahrscheinlichkeitsverteilung der auf herausgegriffene Testteilchen wirkenden Feldstärke ermittelt. Bei dieser kleinen Zahl  $N$  ergab sich, wie bereits gesagt, eine nur unwesentlich von der HOLTSMARK-Verteilung abweichende Funktion, und zwar unabhängig davon, ob die Feldstärke am Orte eines Teilchens oder an einem unbesetzten Aufpunkt registriert wurde. Diese Feststellung ist ohne weiteres verständlich, wenn die Feldwirkung weitgehend als kollektive Wirkung entfernterer Teilchen aufgefaßt werden kann (vgl. hierzu auch Ergebnisse von MILLER<sup>7</sup>).

<sup>1</sup> J. HOLTSMARK, Ann. Phys., Lpz. **58**, 577 [1919].

<sup>2</sup> K. HUNGER u. R. W. LARENZ, Z. Phys. **163**, 245 [1961].

<sup>3</sup> K. HUNGER u. R. W. LARENZ, Beiträge aus d. Plasmaphysik **3**, 161 [1963].

<sup>4</sup> C. NEUMANN, Über das NEWTONSche Prinzip der Fernwirkung, Verlag Teubner, Leipzig 1896.

<sup>5</sup> H. SEELIGER, Astronom. Nachr. **137**, 129 [1895].

<sup>6</sup> S. v. HOERNER, Z. Astrophys. **50**, 184 [1960]; **57**, 47 [1963].

<sup>7</sup> R. H. MILLER, Astrophys. J. **140**, 250 [1964].