

Bestimmung der Explosionsenergie einer Kernwaffenexplosion

Taylors Berechnung

G. TAYLOR [10] erhält folgende Beziehung zwischen der Explosionsenergie E , dem Feuerballradius R und der Zeit t [13]:

$$t = \frac{2}{5} R^{5/2} (B \varrho_0)^{1/2} E^{-1/2}. \quad (1)$$

ϱ_0 ist die Dichte der ungestörten Luft und B ist eine Funktion des Adiabatenexponenten γ . Für den Wert $\gamma = 1.4$ ergibt Taylors numerische Berechnung den Wert $B = 5.36$. Damit wird

$$t = 0.926 R^{5/2} \left(\frac{E}{\varrho_0} \right)^{-1/2}. \quad (2)$$

Für den Radius R ergibt sich daraus die Gleichung

$$R = \frac{1}{0.926^{2/5}} \left(\frac{E}{\varrho_0} \right)^{1/5} t^{2/5} = 1.031 \left(\frac{E}{\varrho_0} \right)^{1/5} t^{2/5}. \quad (3)$$

Eine Näherungslösung wird von ZEL'DOVICH diskutiert [14]:

$$R = \xi_0 \left(\frac{E}{\varrho_0} \right)^{1/5} t^{2/5} \quad (4)$$

mit

$$\xi_0 = \left[\frac{75}{16\pi} \frac{(\gamma - 1)(\gamma + 1)^2}{(3\gamma - 1)} \right]^{1/5}. \quad (5)$$

Einsetzen von $\gamma = 1.4$ in Gleichung (5) gibt

$$\xi_0 = 1.014, \quad (6)$$

während der Vergleich der Gleichungen (3) und (4) für den exakten Wert

$$\xi_0 = 1.031 \quad (7)$$

liefert. Eigenartigerweise gibt ZEL'DOVICH

$$\xi_0 = 1.033 \quad (8)$$

als Resultat der genauen Rechnung für $\gamma = 1.4$ [14].

Für $\gamma = 1.2$ ergibt die Näherung (5)

$$\xi_0 = 0.89, \quad (9)$$

was mit dem exakten Wert übereinstimmt [14].

Die Bilder der Testexplosion „Trinity“ [15], [16] zeigen, dass zur Zeit $t = 0.016$ s nach der Explosion der Feuerball einen Radius $R = 106$ m hatte. In diesem Zustand hatte der Feuerball eine Temperatur von rund 2000°C [17], [18]. Bei dieser Temperatur hat der Adiabatenexponent den Wert [19]:

$$\gamma = 1.34. \quad (10)$$

Mit diesem Wert liefert die Näherung (5)

$$\xi_0 = 0.98. \quad (11)$$

Der „Trinity“-Test fand in der Wüste „Jornada del Muerto“ statt. Diese Wüste ist ein Hochplateau mit einer mittleren Höhe von 1500 m [20]. Der normale Luftdruck in dieser Höhe beträgt 845 hPa. In der Nacht vor dem Test regnete es, und somit war es zur Zeit des Tests vermutlich relativ kühl. Es wird daher eine Temperatur von 15°C angenommen. Aus der Zustandsgleichung für ideale Gase

$$pV = \frac{m}{M}RT \quad (12)$$

ergibt sich für die Dichte

$$\varrho_0 = \frac{m}{V} = \frac{pM}{RT}. \quad (13)$$

R ist hier die universelle Gaskonstante (nicht zu verwechseln mit dem Abstand der Schockfront vom Nullpunkt). Die Tabelle 1 zeigt, dass die mittlere Molmasse M der Luft bei einem Luftdruck von 845 hPa nur schwach von der Luftfeuchtigkeit abhängt [21]. Bei einer Temperatur von 15°C kann mit einer mittleren Molmasse von 28.9 g/mol gerechnet werden.

Mit diesen Werten wird

$$\varrho_0 = \frac{845 \cdot 10^2 \cdot 28.9 \cdot 10^{-3}}{8.314 \cdot 288} = 1.020 \quad \varrho_0 = 1.020 \text{ kgm}^{-3}. \quad (14)$$

Aus Gleichung (4) ergibt sich eine Beziehung für die Explosionsenergie:

$$\boxed{E = \frac{\varrho_0 R^5}{\xi_0^5 t^2}}. \quad (15)$$

Werden die Werte $\varrho_0 = 1.020 \text{ kgm}^{-3}$, $R = 106$ m, $\gamma = 1.34$ und $t = 0.016$ s eingesetzt, so ergibt sich

$$E = \frac{1.020 \cdot 106^5}{0.983^5 \cdot 0.016^2} = 5.90 \cdot 10^{13} \quad E = 5.90 \cdot 10^{13} \text{ J}. \quad (16)$$

Feuchte in %	Temperatur in °C						
	5	10	15	20	25	30	35
0	28.97	28.97	28.97	28.97	28.97	28.97	28.97
10	28.96	28.95	28.94	28.94	28.93	28.91	28.89
20	28.94	28.93	28.92	28.91	28.88	28.86	28.82
30	28.93	28.92	28.90	28.88	28.84	28.80	28.75
40	28.92	28.90	28.88	28.85	28.80	28.75	28.67
50	28.91	28.89	28.86	28.82	28.76	28.69	28.60
60	28.90	28.87	28.83	28.78	28.72	28.64	28.53
70	28.89	28.86	28.81	28.75	28.68	28.58	28.46
80	28.88	28.84	28.79	28.72	28.64	28.53	28.38
90	28.87	28.82	28.77	28.69	28.60	28.47	28.31
100	28.85	28.81	28.75	28.66	28.56	28.42	28.24

Tabelle 1: Mittlere Molmasse der Luft in g/mol bei einem Luftdruck von 845 hPa

Mit der Umrechnung

$$1 \text{ t TNT} \hat{=} 4.20 \cdot 10^9 \text{ J} \quad (17)$$

wird

$$\boxed{E = 14.0 \text{ kt TNT}} \quad (18)$$

TAYLOR verwendete zur Bestimmung der Energie der „Trinity“-Explosion insgesamt 25 Bilder zwischen 0.1 und 62.0 ms nach der Explosion [22]. Seltsamerweise ist genau das gleiche Bild, das in den Referenzen [15] und [16] die Zeitangabe 0.016 s trägt, bei TAYLOR der Zeit 15.0 ms zugeordnet [23].

TAYLOR fand eine sehr gute Übereinstimmung mit der Beziehung $R \sim t^{2/5}$. In der doppelt-logarithmischen Darstellung von $R(t)$ lieferte die Gerade

$$\frac{5}{2} \log R_T - \log t = 11.915 \quad (19)$$

die beste Anpassung an die Messwerte $R_T(t)$. Dabei ist R_T in cm und t in s eingesetzt. Wenn R in Metern gemessen wird, gilt für die Zahlenwerte:

$$R = 0.01 \cdot R_T \quad (20)$$

und somit

$$\log R = \log R_T - 2. \quad (21)$$

Die Beziehung (15) kann auch in der Form

$$E = K \varrho_0 x \quad (22)$$

geschrieben werden, wobei

$$K = \xi_0^{-5} \quad (23)$$

und

$$x = \frac{R^5}{t^2} \quad (24)$$

gesetzt ist. In der folgenden Tabelle werden die Werte K , die von TAYLOR durch Integration der Differentialgleichungen erhalten wurden [24], verglichen mit den Werten K_a , die sich aus der Approximationsformel (5) durch Einsetzen in (23) ergeben.

γ	K	K_a
1.20	1.272	1.801
1.30	1.167	1.225
1.34		1.090
1.40	0.856	0.933
1.67	0.487	0.565

Logarithmieren des Faktors x gibt

$$\log x = 5 \log R - 2 \log t \quad (25)$$

und damit

$$\frac{1}{2} \log x = \frac{5}{2} \log R - \log t = \frac{5}{2} \log R_T - \log t - 5 = 11.915 - 5 = 6.915. \quad (26)$$

Somit ist

$$x = 10^{2 \cdot 6.915} = 6.76 \cdot 10^{13}. \quad (27)$$

Wird wieder wie oben $\gamma = 1.34$ verwendet, so ergibt sich für die Explosionsenergie

$$E = 1.090 \cdot 1.020 \cdot 6.76 \cdot 10^{13} = 7.52 \cdot 10^{13} \quad E = 7.52 \cdot 10^{13} \text{ J} \quad (28)$$

oder nach Umrechnung:

$$\boxed{E = 17.9 \text{ kt TNT}.} \quad (29)$$

TAYLOR erhielt mit den exakten Werten für K folgende Explosionsenergien (in kt TNT):

γ	E
1.20	34.0
1.30	22.9
1.40	16.8
1.67	9.5

Offensichtlich sind die berechneten Werte von E wegen der 5. Potenz von ξ_0 sehr stark von γ abhängig und daher mit einer grossen Unsicherheit behaftet. Wird zum Beispiel ein um 10 Prozent höherer Wert von γ eingesetzt, so ergibt sich ein um mehr als 60 Prozent höherer Wert für die Explosionsenergie.

Da nicht die ganze Explosionsenergie auf die umgebende Atmosphäre übertragen wird, weil je ein Teil der thermischen Strahlung und der primären Gammastrahlung nicht in der unmittelbaren Umgebung absorbiert wird, ist die totale Explosionsenergie grösser als der so berechnete Wert. In der Literatur sind Werte zwischen 18 und 22 kt TNT zu finden [25], [26], [27].

Fermis Abschätzung

Als die Druckwelle der Explosion kam, habe Fermi einige Papierschnitzel fallen lassen und aus deren Abdrift die Explosionsstärke bestimmt.

Fermi befand sich zum Zeitpunkt der Explosion im Base Camp [28], [29] in einem Abstand von 16 km vom Nullpunkt [28], [30].

Fermi liess die Papierschnitzel aus einer Höhe von etwa 1.8 m fallen [31], [32], [33]. Über die Distanz, um die die Papierschnitzel durch den Windstoss der Druckwelle weggeweht wurden, sind in der Literatur unterschiedliche Angaben zu finden.

- [31] : 2.5 m
- [32] : 2.5 m
- [33] : 2.5 yards
- [29] : 2.5 feet

Im Folgenden wird der Wert $s = 2.5$ m angenommen. Auch über Fermis Resultate variieren die Angaben.

- [29] : 10 kt TNT
- [31] : 10 kt TNT
- [32] : 10 kt TNT
- [33] : 10 kt TNT
- [34] : 20 kt TNT

Die Windgeschwindigkeit hinter der Schockfront ergibt sich aus dem Überdruck durch die Beziehung [35]:

$$u = \frac{5(P-1)}{6P+1} \sqrt{\frac{6P+1}{7}} c_0. \quad (30)$$

Dabei ist P das Verhältnis vom Druck p_s hinter der Schockfront zum Umgebungsdruck p_0 ,

$$P = \frac{p_s}{p_0}, \quad (31)$$

und c_0 ist die Schallgeschwindigkeit in der ungestörten Luft:

$$c_0 = \sqrt{\frac{\gamma R T}{M}}. \quad (32)$$

Wieder ist M die mittlere Molmasse und R die universelle Gaskonstante.

Mit $\gamma = 1.4$ und den bereits im ersten Teil verwendeten Werten

$$T = 15^\circ\text{C} = 288 \text{ K} \text{ und } M = 28.9 \cdot 10^{-3} \text{ kg mol}^{-3}$$

ergibt sich:

$$c_0 = \sqrt{\frac{1.4 \cdot 8.314 \cdot 288}{28.9 \cdot 10^{-3}}} = 340.3 \quad c_0 = 340 \text{ ms}^{-1}. \quad (33)$$

In 16 km Abstand von Nullpunkt war der Überdruck $\Delta p = p_s - p_0$ klein verglichen mit dem Umgebungsdruck p_0 . Somit gilt

$$P = \frac{p_s}{p_0} = \frac{p_0 + \Delta p}{p_0} \approx 1, \quad (34)$$

und die Wurzel in Gleichung (30) kann näherungsweise gleich 1 gesetzt werden. Damit ergibt sich in guter Näherung:

$$u = \frac{5(P-1)}{6P+1} c_0. \quad (35)$$

Wird

$$P = \frac{p_s}{p_0} = \frac{\Delta p + p_0}{p_0} = \frac{\Delta p}{p_0} + 1 \quad (36)$$

in Gleichung (35) eingesetzt, so ergibt sich:

$$u = \frac{5 \frac{\Delta p}{p_0}}{6 \frac{\Delta p}{p_0} + 7} c_0. \quad (37)$$

Daraus wird

$$\Delta p = \frac{7u}{5c_0 - 6u} p_0. \quad (38)$$

Die Fallzeit t von Papierschnitzeln aus einer Höhe von 1.8 m beträgt rund 2 s. Etwa in der gleichen Zeit fällt die Windgeschwindigkeit hinter der Schockfront auf null. Die mittlere Windgeschwindigkeit, mit der die Schnitzel weggetragen werden¹, ist daher ungefähr gleich der Hälfte der maximalen Windgeschwindigkeit u unmittelbar hinter der Schockfront:

$$\bar{u} = \frac{u}{2}. \quad (39)$$

¹ Da die Schnitzel eine sehr kleine Masse, aber einen verhältnismässig grossen Luftwiderstand haben, kann angenommen werden, dass sie sehr schnell die Strömungsgeschwindigkeit der Luft erreichen und sich praktisch sofort mit der gleichen Geschwindigkeit wie der Wind bewegen.

Die Versetzung der Schnitzel ist

$$s = \bar{u} t. \quad (40)$$

Somit wird

$$u = 2 \frac{s}{t}. \quad (41)$$

Mit $s = 2.5$ m und $t = 2$ s ergibt sich:

$$u = 2 \cdot \frac{2.5}{2} = 2.5 \quad u = 2.5 \text{ ms}^{-1}. \quad (42)$$

Da $u \ll c_0$, kann im Nenner der Beziehung (38) $6u$ gegenüber $5c_0$ vernachlässigt werden, und (38) vereinfacht sich zu:

$$\Delta p = \frac{7u}{5c_0} p_0. \quad (43)$$

In der Anfangsphase nach der Explosion kann näherungsweise angenommen werden, dass die Explosionsenergie im Volumen innerhalb der Schockfront gleichmässig verteilt ist. Damit kann die Explosionsenergie in Beziehung gesetzt werden zum Druck innerhalb der Schockfront.

Die Zustandsgleichung für ideale Gase gibt den Zusammenhang:

$$pV = nRT = nN_A kT = NkT. \quad (44)$$

Dabei bedeuten n die Molzahl, N_A die Avogadro-Zahl, k die Boltzmann-Konstante und N die Zahl der Moleküle. Mit dem Aequipartitionsgesetz

$$\bar{E} = \frac{f}{2} kT \quad (45)$$

wird daraus

$$pV = \frac{2}{f} N \bar{E} = \frac{2}{f} E_{tot} = \frac{2}{f} (E + E_0). \quad (46)$$

f ist der Freiheitsgrad, E_{tot} die totale Energie des Gasvolumens V , E_0 die Energie des ungestörten Gasvolumens und E die durch die Explosion freigesetzte Energie. Mit der Gleichung

$$p_0 V = \frac{2}{f} E_0 \quad (47)$$

für das ungestörte Volumen ergibt sich

$$\Delta p V = (p - p_0) V = \frac{2}{f} E \quad (48)$$

und

$$E = \frac{f}{2} V \Delta p. \quad (49)$$

Für den Adiabatenexponenten gilt:

$$\gamma = \frac{f+2}{f}. \quad (50)$$

Also ist

$$\frac{f}{2} = \frac{1}{\gamma-1}. \quad (51)$$

Für eine Explosion dicht über der Erdoberfläche ist das Luftvolumen, in dem sich die Explosionsenergie verteilt, eine Halbkugel:

$$V = \frac{2\pi}{3} R^3. \quad (52)$$

Hier und im Folgenden ist R der Radius der Schockfront. Damit ergibt sich schliesslich:

$$\boxed{E = \frac{2\pi}{3} \frac{1}{\gamma-1} R^3 \Delta p.} \quad (53)$$

Diese Beziehung kann nicht direkt für den in einem grossen Abstand bestimmten Überdruck angewendet werden, weil dort die Energie nicht mehr über das ganze Kugelvolumen verteilt, sondern auf eine relativ dünne Kugelschale konzentriert ist. Was jetzt noch fehlt, ist die Funktion $\Delta p(R)$, mit der der Überdruck umgerechnet werden kann auf einen Abstand, in dem die Beziehung (53) verwendet werden kann.

Verschiedene Autoren haben die Differentialgleichungen für die Druckwelle numerisch integriert. BRODE [36] gibt eine Approximationsformel der gerechneten Funktion $\Delta p(R)$ für den Bereich

$$0.1 < \Delta p < 10. \quad (54)$$

Die Einheit von Δp ist atm. Umgerechnet auf bar lautet die Approximationsformel:

$$\Delta p = \left(\frac{0.137}{\lambda^3} + \frac{0.119}{\lambda^2} + \frac{0.269}{\lambda} - 0.019 \right) \cdot 1.013. \quad (55)$$

λ ist der dimensionslose Schockwellenradius:

$$\lambda = \frac{R}{\epsilon} \quad \epsilon^3 = \frac{E}{p_0}. \quad (56)$$

Zur weiteren Vereinfachung wird die Funktion (55) durch zwei Potenzfunktionen approximiert:

$$0.75 < \Delta p < 10.0 : \Delta p \sim \frac{1}{R^{2.5}} \quad (57)$$

$$0.02 < \Delta p < 0.75 : \Delta p \sim \frac{1}{R^{1.5}} \quad (58)$$

Damit wird allerdings die Näherung (58) über den Gültigkeitsbereich (54) der Approximation (55) hinausextrapoliert. Bei Drücken unterhalb 0.1 bar dürfte jedoch die Näherung (58) sogar besser sein als die Approximation von Brode.

Abbildung 1 zeigt die Übereinstimmung der beiden Approximationen [37]. Die dicke gestrichelte Kurve stellt die Approximation von Brode dar, und die beiden Geradenstücke sind die Näherungen (57) und (58).

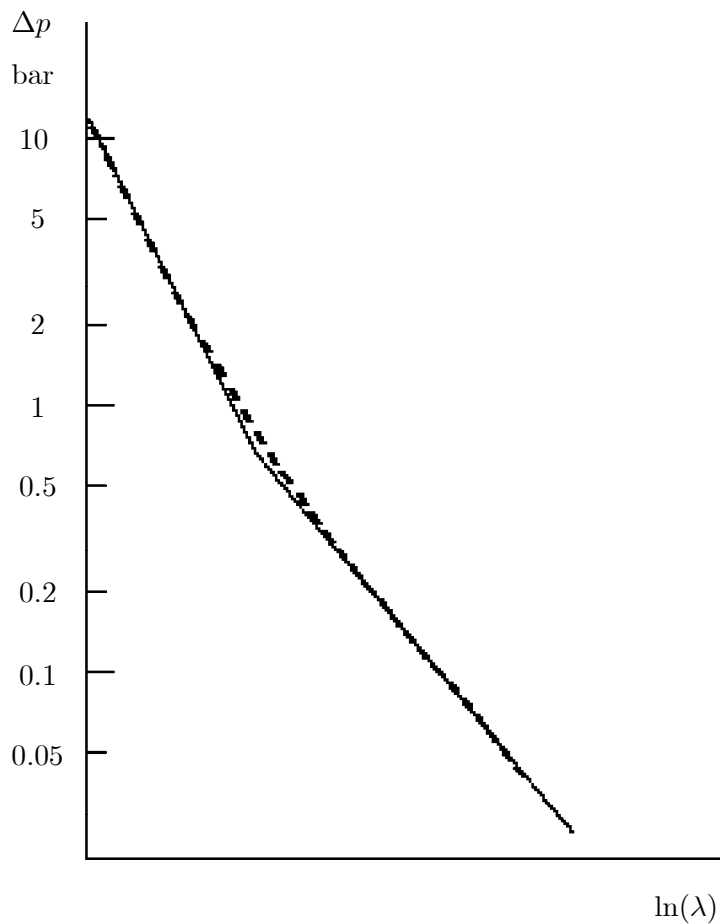


Abbildung 1: Überdruck als Funktion des Abstandes

Die beiden Potenzfunktionen (57) und (58) liefern nun den gesuchten Zusammenhang zwischen R und Δp .

Fermi bestimmte im Abstand $R_3 = 16$ km den Überdruck Δp_3 . Im Abstand R_2 betrug der Überdruck $\Delta p_2 = 0.75$ bar, und im Abstand R_1 war der Überdruck $\Delta p_1 = 10$ bar. Gemäss den

Näherungen (57) und (58) gilt:

$$\frac{\Delta p_1}{\Delta p_2} = \frac{R_2^{5/2}}{R_1^{5/2}} \quad (59)$$

und

$$\frac{\Delta p_2}{\Delta p_3} = \frac{R_3^{3/2}}{R_2^{3/2}}. \quad (60)$$

Somit ist

$$R_1 = \left(\frac{\Delta p_2}{\Delta p_1} \right)^{2/5} \left(\frac{\Delta p_3}{\Delta p_2} \right)^{2/3} R_3. \quad (61)$$

Werden die Werte $R_3 = 16 \cdot 10^3$ m, $\Delta p_1 = 10$ bar = 10^6 Pa, und $\Delta p_2 = 0.75$ bar = $7.5 \cdot 10^4$ Pa eingesetzt, ergibt sich:

$$R_1 = \left(\frac{7.5 \cdot 10^4}{10^6} \right)^{2/5} \cdot \frac{16 \cdot 10^3}{(7.5 \cdot 10^4)^{2/3}} \cdot \Delta p_3^{2/3} = 3.192 \cdot \Delta p_3^{2/3}. \quad (62)$$

In einer Entfernung von 16 km vom Nullpunkt hatten sich die primäre und die reflektierte Schockwelle längst zur Machfront vereinigt. Der Überdruck in der ungestörten Kugelwelle wäre daher nur ungefähr halb so gross wie der an diesem Ort gemessene Überdruck:

$$\Delta p_3 = \frac{1}{2} \Delta p. \quad (63)$$

Mit (43) und (41) ergibt sich somit

$$\Delta p_3 = \frac{1}{2} \frac{7 \cdot 2 \cdot \frac{s}{t}}{5 c_0} p_0 = \frac{7 s}{5 c_0 t} p_0 \quad (64)$$

und mit $t = 2$ s, $c_0 = 340$ ms⁻¹ und $p_0 = 845 \cdot 10^2$ Pa wird

$$\Delta p_3 = \frac{7 s}{5 \cdot 340 \cdot 2} \cdot 845 \cdot 10^2 = 174 \cdot s. \quad (65)$$

Damit ergibt sich

$$R_1^3 = 3.192^3 \Delta p_3^2 = 3.192^3 \cdot 174^2 \cdot s^2 = 9.84 \cdot 10^5 \cdot s^2. \quad (66)$$

Dies kann nun in die Gleichung (53)

$$E = \frac{2 \pi}{3} \frac{1}{\gamma - 1} R_1^3 \Delta p_1 \quad (67)$$

eingesetzt werden. Mit $\gamma = 1.3$ und $\Delta p_1 = 10 \text{ bar} = 10^6 \text{ Pa}$ wird:

$$E = \frac{2\pi}{3} \cdot \frac{1}{1.3 - 1} \cdot 9.84 \cdot 10^5 \cdot 10^6 \cdot s^2 = 6.87 \cdot 10^{12} \cdot s^2. \quad (68)$$

s ist in Metern einzusetzen, und E ergibt sich in Joule. Mit Hilfe der Umrechnung (17) ergibt sich schliesslich die einfache Beziehung

$$E = 1636 \cdot s^2 \quad (69)$$

oder mit gerundetem Faktor:

$$\boxed{E = 1600 \cdot s^2} \quad (70)$$

Einsetzen der Abdrift s in Metern liefert die Explosionsstärke in Tonnen TNT.

Falls Fermi $s = 2.5 \text{ m}$ gemessen hatte, folgte aus Gleichung (70)

$$E = 1600 \cdot 2.5^2 = 1600 \cdot 6.25 = 10^4, \quad (71)$$

eine Rechnung, die mit einem Rechenschieber oder sogar im Kopf ausgeführt werden konnte. Nach Groueff erhielt Fermi tatsächlich das Resultat „after making a swift mental calculation“ [33], nach Rhodes jedoch hatte sich Fermi vorher eine Tabelle angelegt [32]. Das Resultat

$$\boxed{E = 10 \text{ kt TNT}} \quad (72)$$

ist wegen der Streuung von s (die Papierschnitzel lagen sicher über eine gewisse Strecke verstreut) und der Unbestimmtheit von γ mit einer grossen Unsicherheit behaftet.

Ob Fermi wirklich mit den Näherungsformeln (57) und (58) gearbeitet hat, ist dem Verfasser leider nicht bekannt. Die hier verwendete numerische Integration der Differentialgleichungen für die Druckwelle von BRODE wurde zwar erst 1955 publiziert, aber es gab bestimmt schon 1945 numerische (aber vermutlich nicht publizierte) Berechnungen der Druckwelle, die Fermi verwenden konnte.

Literatur

- [1] K.T. Bainbridge, *Trinity*, LA-6300-H, Los Alamos, 1976.
<http://www.atomicarchive.com/Docs/pdfs/00317133.pdf>.
- [2] S. Glasstone, *The Effects of Nuclear Weapons*, USAEC, Washington D.C. 1962.
- [3] P. Goodchild, *J. Robert Oppenheimer*, Buchclub Ex Libris, Zürich 1984.
- [4] S. Groueff, *Manhattan Project*, Authors Guild Backprint.com Edition, Lincoln 2000.
- [5] L. Hoddeson, P.W. Henriksen, R. A. Meade, C. Westfall, *Critical Assembly. A Technical History of Los Alamos during the Oppenheimer Years, 1943–1945*, Cambridge University Press, Cambridge 1998.
- [6] R.S. Norris, *Racing for the Bomb*, Steerforth Press, South Royalton 2002.
- [7] R. Rhodes, *Die Atombombe*, Greno, Nördlingen 1988.
- [8] W. Seifritz, *Nukleare Sprengkörper – Bedrohung oder Energieversorgung für die Menschheit?* Thiemig, München 1984.
- [9] R. Serber, *The Los Alamos Primer*, University of California Press, Berkeley 1992.
- [10] G. Taylor, The formation of a blast wave by a very intense explosion. I. Theoretical discussion, *Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A* **201**, 159 (1950).
- [11] G. Taylor, The formation of a blast wave by a very intense explosion. II. The atomic explosion of 1945, *Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A* **201**, 175 (1950).
- [12] Ya.B. Zel'dovich and Yu. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Dover, New York 2002.
- [13] Ref. [10], Gleichung (38).
- [14] Ref. [12], p. 99.
- [15] Ref. [9], Bilder nach p. 38.
- [16] Ref. [7], Bilder 88 – 93.
- [17] Ref. [1], p. 52.
- [18] Ref. [2], Fig. 2.113.
- [19] Ref. [12], p. 188.
- [20] http://volcano.und.nodak.edu/vwdocs/volc_images/north_america/new_mexico/jornada.html.
- [21] A. Ruh, Pascal-Programm molmasse.pas.
- [22] Ref. [11], p. 176.
- [23] Ref. [11], Fig. 7.
- [24] Ref. [11], p. 180.
- [25] Ref. [5], p. 372.

- [26] Ref. [7], p. 684.
- [27] <http://nuclearweaponarchive.org/Usa/Tests/Trinity.html>.
- [28] Ref. [6], p. 405.
- [29] Ref. [5], p. 484.
- [30] Ref. [7], p. 660.
- [31] Ref. [6], p. 662.
- [32] Ref. [7], p. 682.
- [33] Ref. [4], p. 357.
- [34] Ref. [3], p.170.
- [35] Ref. [9], p. 36.
- [36] H.L. Brode, Numerical Solutions of Spherical Blast Waves, *J. Appl. Phys.* **26**, 766 (1955).
- [37] A. Ruh, Pascal-Programm blastwave.pas.