Holzhay haben sie in den höheren Oktaven nur geringe Intensität, bei Riepp liegen sie in den gleichen Frequenzgebieten über 0,1 μb und färben deshalb stärker.

Da beide Orgelbauer ihre Copeln bzw. Gedackten mit stark veränderlicher Weite bauten, nämlich in der Tiefe eng, in der Mitte als Rohrflöte und in der Höhe offen, so erhält man bei großer Variation der Klangfarbe einen fast gleichen Druckverlauf längs der Tonskala. Die Flöten der Orgeln sind von ganz besonderem Wohllaut. Sie werden meist als Rohrflöten, aber auch gedeckt oder konisch gebaut. Ihre Mensur ist in den Hauptwerken weit, so daß eine ziemlich beträchtliche Schalldruckabgabe zustande kommt. Meist erweitern sie sich in der Höhe stark und klingen deshalb auch dort laut. Durch ihre große Weite bei relativ hohem Aufschnitt wird besonders der Grundton abgestrahlt, wodurch der Klang Rundung und Fülle bekommt.

Die Register der Pedale sind gegenüber denen der modernen Orgel besonders schwach. Bei der großen Riepp-Orgel sind die Werte der tiefsten Lagen von Prinzipal 16′ bemerkenswert, weil die zugehörigen Pfeifen in einem eigenen Prospekt stehen und besonders günstige Abstrahlungsbedingungen haben. Außerdem sind die Pfeifen mit verstärkten Windzuführungen versehen. Man erkennt deutlich den Abfall nach hohen Frequenzen von 1,3 μb ab. Die Prinzipalbässe der modernen Orgeln zeigen dagegen z. B. folgende Schalldrucke: $C = 3{,}2$; $c = 1{,}8$; $c' = 1{,}2$; oder $C = 5$; $c = 3{,}2$; $c' = 1{,}7$ μb. Derartige Bässe wirken zu stark und vor allem dann sehr unschön, wenn die Grundtöne im Klang überwiegen. Die andern Register der Pedale sind meistens leiser. Die Pedalmixtur der großen Riepp-Orgel ist verhältnismäßig schwach. Auch bei fehlender Grundtonstärke werden die Baßtöne hervorgehoben durch die Zungenstimmen: Bombarde, Posaune und Trompete, welche durch ihren starken Obertongehalt wegen des nichtlinearen Arbeitens des Ohres eine starke Grundtonempfindung erzeugen. Dem gleichen Zweck dient auch die Quint 6′, die mit der Oktave 8′ den Differenzton in der 16′-Lage erzeugt. Die Zungen gleichen Namens geben bei der modernen Orgel wesentlich mehr Schalldruck. Dort wurde gemessen: bei Posaune 16′: $C = 3{,}6$; $c = 2{,}2$; $c' = 0{,}7$, oder sogar $C = 4{,}5$; $c = 2{,}6$ und $c' = 1{,}0$ μb. Bei den Trompeten ist der Unterschied ähnlich. Die Wirkung solch starker Register ist auf den Zuhörer zwar erheblich, aber weniger schön.

Die schwächeren Zungenstimmen von Riepp sind einzigartig und ganz hervorragend. Die Vox humana seiner großen Orgel ist bekannt und berühmt. Alle diese Stimmen, wie Cromor (Krummhorn), Schalmey usw., liefern geringe Schalldrucke, naturgemäß aber sehr obertonreiche Klänge. Die Zungenstimmen der Holzhay-Orgel sind alle modern bzw. in neuerer Zeit ergänzt worden. Ihr Druckverlauf ist durchaus denen originaler Zungenpfeifen ähnlich, so daß sie sich den alten Stimmen gut anpassen.

Die Untersuchungen wurden ermöglicht durch die freundliche Unterstützung des Bischöfl. Ordinariats in Rottenburg, des Caecilienvereins und der Fa. E. F. Walcker & Cie. in Ludwigsburg. Hr. Prof. Kossel stellte mir bereitwilligst die Hilfsmittel seines Instituts zur Verfügung. Allen Genannten und Ungenannten, die aus Liebe zur Sache zum Gelingen beitrugen, danke ich hiermit herzlich.

Zur Theorie der Streuung langsamer Neutronen an freien Protonen (Berichtigung)

Von Erich Hückel[1]

Aus der theoretischen Abteilung des Physikalischen Instituts der Universität Marburg

(Z. Naturforschg. **3a**, 308—309 [1948]; eingegangen am 19. August 1948)

1. In Abschnitt 4 ist in der Rechnung für reellen Zustand ein Fehler unterlaufen. In den beiden letzten Formeln auf S. 141 links unten muß es heißen: $1/\cos^2 K'a$ statt $-1/\sin^2 K'a$. Rechnet man hiermit richtig weiter, so fällt in (23) und (23a) für den Streuquerschnitt σ_r des reellen Zustandes im Korrekturglied des Zählers der Faktor 2 fort. *Die Bethesche Formel hierfür ist also in dieser Näherung richtig.*

In nächster Näherung erhält man, wenn man ka als von kleinerer oder gleicher Größenordnung wie

[1] Z. Naturforschg. **3a**, 134 [1948].

$\varkappa a$ ansieht, unter Vernachlässigung von Gliedern höherer als zweiter Ordnung in $\varkappa a$:

$$\frac{\sigma_r}{4\pi a^2} = \frac{1 + \varkappa a + \left(\frac{3}{4} - \frac{4}{\pi^2}\right)(\varkappa a)^2 - \frac{1}{4}(k a)^2}{(\varkappa a)^2 + (k a)^2}.$$

Für die Triplettstreuung wird mit $a = 2{,}18 \cdot 10^{-13}$ cm

$$\varkappa a = 0{,}50.$$

Hiermit ergeben sich für σ_T im betrachteten Energiebereich nur wenig gegenüber der Betheschen Formel erhöhte Werte, und zwar werden diese um etwa 6% erhöht. — Die Durchrechnung noch höherer Näherung zeigt, daß diese Werte nun etwas zu groß sind, und zwar bei kleineren Energien um etwa 1%, bei höheren (um etwa 2 MeV) um etwa 2—3%.

2. Die Gl. (25) für den virtuellen Zustand geht angenähert in die hierfür von Bethe angegebene Formel über, wenn man $(k a)^4$ im Nenner vernachlässigt; dies ist in *dem* Energiebereich, in dem die P-Streuung vernachlässigt werden kann, mit guter Annäherung erlaubt. Bedeutet $\varkappa$ jetzt die Wellenzahl, welche der Energie des von mir definierten virtuellen Zustandes entspricht [vgl. Abb. 3 und (24)], und setzt man $\xi = \varkappa a$, $x = k a$, so wird dann nämlich aus (25):

$$\frac{\sigma_v}{4\pi a^2} = \frac{4(1-\xi^2)}{\xi^4 + (4 - 2\xi^2)x^2 + \dots}$$

$$= \frac{(1-\xi^2)\Big/\left(1-\frac{\xi^2}{2}\right)}{\left(\frac{\xi^2}{2}\right)^2\Big/\left(1-\frac{\xi^2}{2}\right) + x^2},$$

während die Bethesche Formel die Form hat:

$$\frac{\sigma_v}{4\pi a^2} = \frac{1 - \beta a}{(\beta a)^2 + x^2}.$$

Da

$$\frac{\xi^2}{2} = \frac{(\varkappa a)^2}{2} (\cong 0{,}08) << 1,$$

so stimmen die beiden Formeln nahe überein, wenn man identifiziert:

$$\beta a = \frac{\xi^2}{2}\Big/\left(1 - \frac{\xi^2}{4}\right).$$

Es entspricht dann $(\beta a)^2$ einer fiktiven Energie

$$(E_v)_{\text{Bethe}} = \beta^2 \frac{\hbar^2}{M},$$

während die Energie des von mir definierten virtuellen Zustandes durch

$$E_v = \varkappa^2 \frac{\hbar^2}{M}$$

gegeben ist. Hieraus ergibt sich der Zusammenhang:

$$(E_v)_{\text{Bethe}} = E_v \frac{\beta^2}{\varkappa^2} \cong E_v^2 \frac{a^2 M}{4\hbar^2}\left(1 + \frac{E_v a^2 M}{2\hbar^2}\right).$$

Die numerische Durchrechnung zeigt, daß der Unterschied zwischen unserer und der Betheschen Formel nur sehr kleine Differenzen für die σ_v-Werte ergibt, so daß die Bethesche Formel wegen ihrer größeren Einfachheit praktisch den Vorzug verdient[2]. ***Es ist aber zu beachten, daß die in ihr auftretende fiktive Energie*** $(E_v)_{\text{Bethe}}$ ***nicht das ist, was man sonst als Energie eines virtuellen Zustandes zu bezeichnen pflegt.***

3. Rechnet man σ_T in höherer Näherung (siehe unter 1.), so findet man mit dem Grenzwert $\sigma = 20{,}6 \cdot 10^{-24}$ cm² und mit $a = 2{,}18 \cdot 10^{-13}$ cm:

$$E_v = 1{,}46 \text{ MeV}, \quad (E_v)_{\text{Bethe}} \cong 66000 \text{ eV}.$$

Wegen der an unserer unrichtigen Formel (23) für σ_T anzubringenden Abänderung wird für größere Energien ($E_0 = 1$—2 MeV) die Übereinstimmung mit dem Experiment wesentlich besser als in Abb. 4 der Arbeit dargestellt. Der Wert der Potentialkonstanten A_S wird nur ganz unwesentlich modifiziert.

Hrn. H. A. Bethe danke ich für eine klärende Diskussion.

[2] σ_v wird für Neutronenenergien von etwa 1,5 MeV nach unserer Formel etwa 3% kleiner als nach der Betheschen, für kleinere Energien ist die Abweichung noch geringer. Da $\frac{1}{4}\sigma_v$ bei etwa 1,5 MeV ungefähr 1/3 des totalen σ ausmacht, so bedingt der Unterschied zwischen unserer Formel für σ_v und der Betheschen für die σ-Werte Abweichungen von nicht mehr als etwa 1%.