Über eine experimentelle Prüfung der ballistischen Hypothese.

Von G. Wataghin in Turin.

Mit 5 Abbildungen. (Eingegangen am 22. Oktober 1926.)

Ein Versuch des Verfassers über die Reflexion des von Kanalstrahlen ausgesandten Lichtes wird beschrieben. Aus der Zusammenstellung des eigenen Versuchsergebnisses mit den Messungen des Doppler-Effekts einer bewegten irdischen Lichtquelle mittels eines Interferometers von Majorana, wird ein Einwand gegen die ballistische Hypothese abgeleitet. Nebenbei wird auf die Unzulänglichkeit eines Versuchs von Stark hingewiesen.

Einleitung.

1. Der fast allgemeine Glaube an die Unabhängigkeit der Lichtgeschwindigkeit von der Bewegung der Lichtquelle stützt sich hauptsächlich auf die astronomische Widerlegung der ballistischen Hypothese [1]). Zwar zeigte die in den letzten Jahren von La Rosa hervorgerufene Polemik über diese Frage die Unvollständigkeit der ersten Betrachtungen von de Sitter [2]), doch scheinen die letzten Abhandlungen von Thirring [3]) und Bernheimer [4]) einerseits und die kürzlich erschienenen Arbeiten von Corbino und Levi-Civita [5]) und vom Verfasser [6]) andererseits, eine (nach unserem Erachten) entscheidende Widerlegung der ballistischen Hypothese zu liefern. Somit bekommt auch das Prinzip der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit eine neue Grundlage.

Eine experimentelle Untersuchung der ballistischen Hypothese schien aber dem Verfasser auch ein selbständiges Interesse zu haben. Zu diesem Zwecke wurde schon seit 1925 ein Versuch über die Reflexion des von Kanalstrahlen emittierten Lichtes an der Oberfläche eines „ruhenden" Spiegels unternommen [7]).

---

[1]) Historisch ist er aus den erfolgreichen Äthervorstellungen von Fresnel, Maxwell und Lorentz entstanden. In den letzten Jahrzehnten wird dieser Glaube auch durch die Erfolge der Relativitätstheorie gestützt.

[2]) Phys. ZS. **14**, 429, 1913; über die wichtige Untersuchung von Zurhellen (Astr. Nachr. **198**, Nr. 4729, 1914), siehe meine Abhandlung Lincei Rend. **4**, 140, 1926, Fußnote.

[3]) ZS. f. Phys. **31**, 133, 1925.

[4]) Ebenda **36**, 302, 1926.

[5]) Lincei Rend. **3**, 705, 1926.

[6]) A. a. O.

[7]) Über meine erste Untersuchung wurde schon in Lincei Rend. **2**, 554, 1925 berichtet. Damals habe ich den Versuch im Laboratorium von Herrn Prof. E. Perucca, dem ich an dieser Stelle nochmals Dank sage, ausgeführt. Die vorliegende Arbeit ist im Physikalischen Institut d. Universität in Turin dank der Liebenswürdigkeit von Herrn Prof. A. Pochettino zustande gekommen.

Eine solche experimentelle Untersuchung ist jedoch mit einer bemerkenswerten Schwierigkeit verbunden. Die Ritzsche Annahme erlaubt nämlich keine eindeutige Erörterung eines optischen Versuchs, da sie immer durch andere Annahmen vervollständigt werden muß (wie wir es unten sehen werden) und je nach der Wahl dieser Zusatzannahmen jedes Versuchsergebnis zu rechtfertigen vermag. Darum ist eine experimentelle Prüfung in der Zusammenstellung verschiedener Versuchsergebnisse zu versuchen.

In unserem Falle braucht man nur das Ergebnis eines schönen Versuchs von Majorana über den Doppler-Effekt einer bewegten irdischen Lichtquelle (den Majorana mit einem Michelsonschen Interferometer gemessen hat) zu benutzen. Es läßt sich nämlich zeigen, daß die einzige mit diesem Versuch von Majorana verträgliche Erweiterung der Ritzschen Hypothese zu dem Schlusse führt, daß, wenn die Lichtquelle sich gegen den Spiegel bewegt, die Differenz $r - i$ zwischen dem Reflexionswinkel r und dem Einfallswinkel i im allgemeinen von Null verschieden ist (während z. B. nach der Relativitätstheorie stets $r - i = 0$ sein muß). Der Betrag der Differenz ist nach der Ritzschen Theorie von der zweiten Ordnung in $\beta = \frac{u}{c}$ und somit bei einer Kanalstrahlengeschwindigkeit u von etwa $6 \cdot 10^7$ cm/sec, rund $1''$, d. h. unseren Beobachtungsmitteln noch zugänglich.

Der Versuch hat diese Folgerung aus der ballistischen Theorie nicht bestätigt.

Der Versuch von Stark.

2. Bevor wir unseren Versuch beschreiben und dessen Ergebnisse diskutieren, scheint es uns angezeigt, einige Bemerkungen über einen von Stark veröffentlichten Versuch [1]) vorauszuschicken.

Dieser Versuch hatte die Entdeckung eines möglichen Einflusses der Bewegung der Lichtquelle auf die Form der ausgesandten Wellenflächen zum Zwecke, und seine Ausführung hat nach Stark zu dem Ergebnis geführt, daß die Normalen der von der bewegten Lichtquelle emittierten Wellenflächen keine Abweichung von der Richtung der Normalen derjenigen Kugelwellen aufweisen, welche ihr Zentrum am Orte des leuchtenden Punktes im Augenblick der Lichtemission haben. Daraus folgert Stark, daß in seinem Versuch keine merkliche, von der Bewegung der Lichtquelle hervorgerufene Deformation der beobachteten Wellenflächen stattfand.

[1]) Ann. d. Phys. 77, 16, 1925.

Die Genauigkeit der Versuchsanordnung erlaubte aber nach **Stark** noch eine Abweichung der Richtung der Normalen um einen Winkel von nur $\frac{1}{24}\beta$ nachzuweisen.

Dieses Ergebnis steht offenbar in einem schroffen Widerspruch zu demjenigen, welches man nach der ballistischen Theorie zu erwarten hätte. Diese Theorie läßt ja gerade in dem von **Stark** untersuchten Falle eine Drehung der Normalen um einen Winkel von der Größenordnung von β voraussehen.

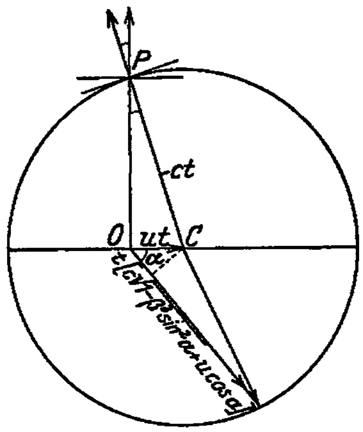

Fig. 1.

In der Tat untersucht **Stark** die gleichzeitig von bewegten und ruhenden Lichtquellen aus derselben Raumstelle 0 (Fig. 1 und 2) emittierten Wellen. Nach der ballistischen Hypothese ist die Lichtgeschwindigkeit in bezug auf die Lichtquelle konstant. Folglich ist die im Augenblick $t = 0$ von einer Kanalstrahlenpartikel (welche sich im Punkte O befindet und dabei die Geschwindigkeit u hat) ausgesandte Wellenfläche, zur Zeit t nach der Emission eine Kugelfläche mit dem Radius ct und dem Mittelpunkt in dem von der Partikel zu derselben Zeit t erreichten Punkte $C\,[\overline{OC} = ut]$.

Beobachtet man das Licht in der Richtung $\overline{OP}$, so muß sich ersichtlich eine Neigung von der Größenordnung β zwischen der Normalen $\overline{CP}$ der **Ritz**schen Wellenfläche und der Richtung des dem Punkte P zugehörenden Radius der gewöhnlichen Kugelwelle (Sehrichtung $\overline{OP}$) ergeben.

Stark betrachtet aber nicht den speziellen Fall der ballistischen Hypothese, sondern faßt den allgemeinen Fall ins Auge, daß **die Wellenflächen beliebige Rotationsflächen um die Bewegungsrichtung als Achse sind**[1]).

Es ist aber wohl unmöglich, brauchbare Folgerungen aus einer so allgemeinen Annahme zu ziehen, ohne eine Reihe von bestimmten anderen Voraussetzungen einzuführen.

So ist es unmöglich, auf Grund dieser Annahme allein nicht nur die Theorie des **Stark**schen Versuchs, sondern selbst diejenige der einfachen Reflexion oder Brechung aufzustellen.

[1]) Zwar erwähnt **Stark** die Abhandlung **Lenards** „Über die Lichtfortpflanzung im Himmelsraum", Ann. d. Phys. **73**, 89, 1923, beschränkt aber seine Betrachtungen nicht auf die Theorie von **Lenard**, nach der „Wellenfront und Fortpflanzungsrichtung der Energie stets senkrecht aufeinander stehen".

Nimmt man z. B. die Gültigkeit des Prinzips von Huygens an, so ist dazu noch eine Annahme über die Form der Elementarwellenflächen in brechenden Mitteln notwendig, da nur für den leeren Raum vorausgesetzt werden kann, daß sie den primären und den umhüllenden Wellenflächen ähnlich sind. Im Falle der Reflexion muß man analoge Voraussetzungen über die Form der an der Oberfläche des Spiegels entstehenden Wellen explizite einführen.

Will man anstatt dessen den Fermatschen Satz benutzen, so muß eine Annahme über den Wert der Lichtgeschwindigkeit im gebrochenen oder im reflektierten Strahl hinzugefügt werden.

Also sind die Starkschen Überlegungen wenigstens unvollständig, da er über diese Annahmen nichts sagt.

Übrigens ist noch der Umstand ins Auge zu fassen, daß in dem von Stark betrachteten Falle die Strahlungsrichtung (d. h. die Fortpflanzungsrichtung der Lichtenergie) im allgemeinen nicht mehr zu der Wellenfläche senkrecht stehen wird, so daß aus der Koinzidenz der durch bewegte und ruhende Lichtquellen gegebenen Bilder eines Gegenstandes oder der zugehörigen Strahlungsrichtungen keine Folgerung über die Richtung der Normalen zur Wellenfront abgeleitet sein kann.

Diese Betrachtungen beeinträchtigen den ganzen Gedankengang von Stark.

Das Starksche Versuchsergebnis steht auch in keinem Widerspruch mit der Hypothese von Ritz. In der Tat, zur Deutung dieses Versuchs vom Standpunkt der ballistischen Theorie ist es nötig, wie oben betont wurde, neue Annahmen hinzufügen.

Man kann aber bekanntlich durch eine geeignete und sinngemäße Wahl dieser Annahmen (die zu keinen Widersprüchen mit den bekannten Versuchsergebnissen führt) den negativen Ausfall nicht nur des Starkschen, sondern gleichzeitig von sämtlichen Versuchen, die die Entdeckung eines Effekts erster Ordnung in β bezwecken, erklären. Es genügt z. B., die Hypothese von Poli über die Lichtgeschwindigkeit im leeren Raume und in brechenden Medien anzunehmen, um in erster Ordnung die Übereinstimmung der Lichtwege mit denjenigen, die sich nach der Relativitätstheorie ergeben, für alle möglichen Fälle zu erhalten [1]. Insbesondere wird dadurch auch das Starksche Ergebnis erklärt, da in seinem Versuch ein Effekt erster Ordnung gesucht wird.

---

[1]) Poli, Atti di Torino 55, 377, 1919.

Die Unzulässigkeit der Folgerungen über die Form der Wellenflächen, die Stark aus seinem Versuch zieht, ist somit bewiesen, denn wenn auch die Wellenflächen die Ritzsche Form hätten und also eine Abweichung der Normalen von der Art und Ordnung, die Stark betrachtet, aufwiesen, so wäre der negative Ausfall des Versuchs noch (und ganz ungezwungen) nach der ballistischen Theorie erklärbar. Der Starksche Versuch erlaubt nicht die Form der Wellenflächen zu untersuchen.

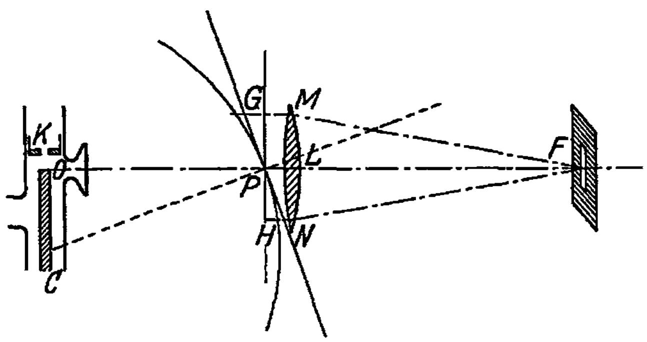

Fig. 2.

Nun wollen wir noch folgende Bemerkungen hinzufügen. Man kann auf Grund der in der Wellentheorie üblichen Definition des Lichtstrahls leicht beweisen, daß nach der Hypothese von Ritz die Richtung eines durch eine bewegte Lichtquelle ausgesandten Strahles durch die Verbindungsgerade des Punktes des Beobachtungsraumes, in dem die Welle entstanden ist, mit dem Aufpunkt der Wellenfläche gegeben ist. Also steht im allgemeinen diese Strahlungsrichtung nicht zur Wellenfront senkrecht. Der Beweis, den wir der Kürze halber fortlassen, benutzt außer der Annahme von Ritz nur das Huygenssche Prinzip und zeigt, daß auch in der ballistischen Wellentheorie das Gesetz der geradlinigen Fortpflanzung des Lichtes gilt.

Hieraus folgt, daß die Richtungen der von bewegten und ruhenden Lichtquellen in einer und derselben Raumstelle ausgesandten und von einem Beobachter wahrgenommenen Strahlen vom Standpunkt der ballistischen Theorie im leeren Raume miteinander zusammenfallen müssen. Die im Starkschen Versuch erwartete Verschiebung des Bildes der Enden des Al-Drahtes konnte also nur durch die Linse hervorgerufen sein. Und zwar ist zu bemerken, daß im Falle einer Ritzschen Wellenfläche eine als eben gedachte Welle schief auf die Linse einfällt (die Wellenfront steht nicht senkrecht auf der Einfallsrichtung) (Fig. 2). Scheinbar ist also der Lichtweg GMF größer als der Weg HNF. Man darf aber daraus nicht den Schluß ziehen, daß die beiden in Wellenlängen gemessenen Lichtwege verschieden sind. Aus der nach Poli erweiterten Ritzschen Theorie ergibt sich im Gegenteil, daß die Verschiedenheit der geometrischen Wege durch eine Änderung der Wellenlänge kompensiert wird.

Der Starksche Versuch wurde mit Anwendung des Michelson-Interferometers durch E. Rupp[1]) wiederholt. Offenbar lassen sich alle Betrachtungen dieses Abschnitts ohne weiteres auf den Versuch von Rupp übertragen. Auch dieser Verfasser bemerkt nicht, daß, wenn die Wellenfläche deformiert wird, alle physikalischen Merkmale des Lichtes verändert sein können, insbesondere der Winkel zwischen der Fortpflanzungsrichtung der Energie und der Wellenfront. Die Lichtstrahlen können aber wohl geradlinig bleiben und ihre in bezug auf den Ort der Lichtemission radiale Richtung erhalten.

Ballistische Theorie der Reflexion.

3. Der Versuch, den wir zur experimentellen Untersuchung der Ritzschen Hypothese wählten, besteht in der direkten Prüfung des Reflexionsgesetzes für das von einer Kanalstrahlpartikel gegen eine ruhende Spiegelfläche gesandte Licht. Dieses Gesetz muß aber vom Standpunkt der ballistischen Theorie noch aufgestellt werden. Zwar wurden schon verschiedene Hypothesen über die Lichtgeschwindigkeit im reflektierten Strahle vorgeschlagen, doch bedürfen sie alle, wie auch die Hypothese von Ritz selbst, einer experimentellen Begründung. Das Problem muß also aufs neue analysiert werden.

Zur Aufstellung des Reflexionsgesetzes benutzen wir folgende drei Grundannahmen.

Annahme A. Die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum $\mathfrak{v}$ ist in bezug auf ein Inertialsystem gleich:

$$\mathfrak{v} = \mathfrak{i} + \mathfrak{u},$$
$$|\mathfrak{i}| = c = \text{konst}, \tag{1}$$

wo $\mathfrak{u}$ die Geschwindigkeit der Lichtquelle, und $\mathfrak{i}$ die Lichtgeschwindigkeit in bezug auf die Lichtquelle sind (Hypothese von Ritz). Folglich ist seine absolute Größe:

$$v = |\mathfrak{v}| = c\sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \alpha} + u \cos \alpha, \tag{1'}$$

wo α der Winkel zwischen $\mathfrak{v}$ und $\mathfrak{u}$ ist.

Diese Formel ergibt sich leicht aus der Fig. 1.

Annahme B. Der Strahlenweg im Reflexionsvorgang genügt dem Prinzip von Fermat.

Annahme C. Die Ritzsche Formel (1) gilt unverändert auch für die Lichtgeschwindigkeit des reflektierten Strahles.

---

[1]) Ann. d. Phys. 79, 1, 1926.

Wir werden die Wahl dieser Annahmen im nächsten Paragraphen rechtfertigen. An dieser Stelle wollen wir auf Grund unserer Annahmen das Reflexionsgesetz ermitteln.

Wir beschränken uns nun auf den Fall, daß die Bewegungsrichtung der Lichtquelle in der Einfallsebene liegt. Aus Symmetriegründen wird dann auch der reflektierte Strahl in derselben Ebene liegen.

Mit φ bezeichnen wir (Fig. 3) den von 0 bis 2π gemessenen Winkel zwischen der nach innen gerichteten Normale des Spiegels und der Richtung von $\mathfrak{u}$.

Die positive Drehrichtung ist durch die kleinste Drehung bestimmt, welche die genannte innere Spiegelnormale in die Richtung des einfallenden Strahles überführt. Bei jeder beliebigen Richtung von $\mathfrak{u}$ ergibt sich dann für den einfallenden Strahl:

$$\alpha = \pm(\varphi - i)$$

und für den reflektierten Strahl:

$$\alpha = \pm[\pi - (\varphi + r)].$$

Daraus erhalten wir mit Benutzung der Formel (1') folgende Ausdrücke für die Geschwindigkeiten der beiden Strahlen:

$$v_1 = c\sqrt{1 - \beta^2 \sin^2(\varphi - i)} + u\cos(\varphi - i),$$
$$v_2 = c\sqrt{1 - \beta^2 \sin^2(\varphi + r)} - u\cos(\varphi + r).$$

Die Annahme B, d. h. das Prinzip von Fermat, erlaubt jetzt die Beziehung zwischen i, φ und r zu erhalten. Zu diesem Zwecke suchen wir in üblicher Weise die Bedingung, welche zwischen i und r bestehen muß, damit das Licht den von einem Punkte A bis zum Spiegel und dann bis zu einem festen Punkte B (Fig. 3) führenden Weg in der kürzesten Zeit durchlaufe.

Mit x bezeichnen wir die Abszisse des Einfallspunktes P auf dem Spiegel. Dann ergibt sich leicht für die Dauer t des Lichtübergangs von A nach B der Wert:

$$t = \frac{\sqrt{h_1^2 + x^2}}{v_1} + \frac{\sqrt{h_2^2 + (a-x)^2}}{v_2}$$
$$= \frac{h_1^2 + x^2}{u\cos\varphi\, h_1 + u\sin\varphi\, x + c\sqrt{h_1^2 + x^2 - \beta^2(\sin\varphi \,.\, h_1 - \cos\varphi \,.\, x)^2}}$$
$$+ \frac{h_2^2 + (a-x)^2}{-u\cos\varphi\, h_2 + u\sin\varphi\,(a-x) + c\sqrt{h_2^2 + (a-x)^2 - \beta^2\,[\sin\varphi \,.\, h_2 + \cos\varphi \,.\,(a-x)]^2}}$$

Da t ein Minimum werden soll, so setzen wir:

$$\frac{dt}{dx} = 0,$$

$$0 = \frac{dt}{dx} = \frac{2x}{\sqrt{h_1^2 + x^2} \cdot v_1}$$

$$- \frac{(h_1^2 + x^2)\left[u \sin\varphi + c \cdot \frac{x + \beta^2 (\sin\varphi \cdot h_1 - \cos\varphi \cdot x)\cos\varphi}{\sqrt{x^2 + h_1^2 - \beta^2(\sin\varphi \cdot h_1 - \cos\varphi \cdot x)^2}}\right]}{(h_1^2 + x^2) \cdot v_1^2}$$

$$- \frac{2(a-x)}{\sqrt{h_2^2 + (a-x)^2} \cdot v_2}$$

$$+ \frac{[h_2^2 + (a-x)^2] \cdot \left\{u \sin\varphi + c \cdot \frac{(a-x) - \beta^2 \left(\sin\varphi \cdot h_2 + \cos\varphi \cdot (a-x)\right)\cos\varphi}{\sqrt{(a-x)^2 + h_2^2 - \beta^2 \left(\sin\varphi \cdot h_2 + \cos\varphi \cdot (a-x)\right)^2}}\right\}}{[h_2^2 + (a-x)^2] \cdot v_2^2}$$

oder auch:

$$\frac{2 \sin i}{u \cos(\varphi - i) + c\sqrt{1 - \beta^2 \sin^2(\varphi - i)}} - \frac{\left[u \sin\varphi + c \cdot \frac{\sin i + \beta^2 \sin(\varphi - i)\cos\varphi}{\sqrt{1 - \beta^2 \sin^2(\varphi - i)}}\right]}{\left[u\cos(\varphi - i) + c\sqrt{1 - \beta^2\sin^2(\varphi - i)}\right]^2}$$

$$= \frac{2 \sin r}{-u\cos(\varphi + r) + c\sqrt{1 - \beta^2\sin^2(\varphi + r)}} - \frac{\left[u \sin\varphi + c \cdot \frac{\sin r - \beta^2 \sin(\varphi + r)\cos\varphi}{\sqrt{1 - \beta^2 \sin^2(\varphi + r)}}\right]}{\left[-u\cos(\varphi + r) + c\sqrt{1 - \beta^2\sin^2(\varphi + r)}\right]^2}.$$

Entwickelt man diese Ausdrücke nach Potenzen von β und vernachlässigt Glieder dritter und höherer Ordnung, so bekommt man:

$$\sin i + \beta^2 [\tfrac{1}{2} \sin i \cdot \sin^2(\varphi - i) + \sin\varphi \cdot \cos(\varphi - i)]$$
$$= \sin r + \beta^2 [\tfrac{1}{2} \sin r \cdot \sin^2(\varphi + r) - \sin\varphi \cos(\varphi + r)].$$

Hieraus ergibt sich leicht:

$$i - r \backsimeq - \beta^2 \sin 2\varphi \cos^2 i. \tag{2}$$

Wie oben erwähnt, ist der Effekt von zweiter Ordnung in β.

Gleichung (2) hätte auch, mit Anwendung des Huygensschen Prinzips, auf geometrischem Wege erhalten werden können. Diesbezüglich beschränken wir uns nur auf einige Bemerkungen. Will man anstatt der Annahme B das Huygenssche Prinzip einführen, so muß natürlich auch die Annahme C durch eine neue Hypothese ersetzt werden.

Als gleichwertig mit der Annahme C kann hier folgende Annahme C′ eingeführt werden:

Annahme C'. Die Form und die Orientierung im Raume der Elementarwellenflächen, welche in Punkten der Oberfläche des Spiegels entstehen und die reflektierte Welle bestimmen, sind derjenigen der einfallenden Wellenfläche gleich.

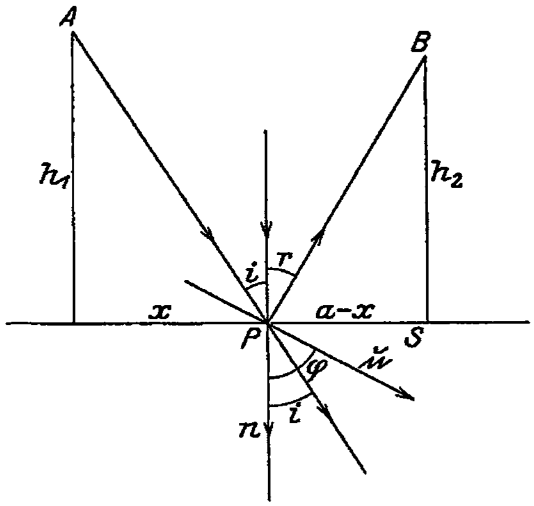

Fig. 3.

Bei Ritzschen Kugelwellen sind also die Elementarwellenflächen nach der Reflexion selbst Kugeln, deren Mittelpunkte sämtlich in bezug auf die Spiegelpunkte, wo die einzelnen Wellen entstehen, in der u-Richtung verschoben sind.

Bei ebenen Wellen muß natürlich die Strahlungsrichtung mittels einer auf dem in § 2 erwähnten Theorem beruhenden Konstruktion bestimmt werden. Diese Richtung ist nämlich direkt durch die Richtung der Geraden, die den Punkt O (siehe Fig. 1), wo die Welle entstanden ist, mit einem Punkte P der betrachteten Welle verbindet, gegeben.

Diese Bemerkungen mögen genügen, dem Leser die Ermittlung der Formel (2) auf geometrischem Wege zu erleichtern. Eine solche Anwendung des Huygensschen Prinzips liefert wohl die beste Kontrolle der vorstehenden Rechnungen.

Diskussion über die Wahl der eingeführten Hypothesen.

Der Versuch von Majorana.

4. Wir kommen nun zu dem Problem der Rechtfertigung unserer Wahl der Annahmen A, B und C.

Die erste dieser Annahmen bildet den Gegenstand der vorstehenden Untersuchung [1]) und unterliegt als solche keiner Modifikation. Die Wahl der anderen ist a priori willkürlich und kann ersichtlich nur in der Gesamtheit von bekannten Versuchsergebnissen ihre Rechtfertigung finden.

Nun glauben wir, daß die allgemeinsten Prinzipien der Wellenoptik, die Prinzipien von Fermat und von Huygens, auch in der ballistischen Theorie aufrecht erhalten werden müssen.

[1]) Eine andere Form der Abhängigkeit der Lichtgeschwindigkeit von der Bewegung der Lichtquelle ist dadurch ausgeschlossen, daß sie mit der Invarianz gegen eine Galileische Transformation nicht im Einklang stehen kann und keine einfache Erklärung des Michelson-Versuchs erlaubt.

Wenn heute der Zweifel in die allgemeine Gültigkeit der Wellenoptik, insbesondere für Vorgänge der Lichtemission und Absorption, gerechtfertigt ist, so scheint uns doch die Gesamtheit optischer Versuche über die Lichtausbreitung kaum eine vom wellentheoretischen abweichende Deutung zu gestatten. D. h. wenn auch z. B. die extreme Lichtquantentheorie sich in Zukunft bewähren sollte, so würden dadurch die beiden Prinzipien ihre Hauptrolle für die Erledigung der Strahlenwege nicht verlieren müssen. Nur die physikalische Deutung dieser Prinzipien wird verschieden ausfallen. Formal aber, als mathematisches Hilfsmittel, können sie wohl in jeder Theorie Platz finden. Man beachte auch, daß der wahre Inhalt dieser Prinzipien nur durch die Festsetzung von anderen Annahmen über die Form der Elementarwellen oder über die Lichtgeschwindigkeit präzisiert wird. Allerdings ohne diese Prinzipien wäre jede theoretische Untersuchung der Lichtfortpflanzung sehr erschwert. Daher wollen wir die Frage nach der Möglichkeit, eine ballistische Theorie zu konstruieren, die die Gültigkeit der beiden Prinzipien leugnet, offen lassen.

Es gibt noch einen anderen allgemeinen Gesichtspunkt, der als Grundlage der ballistischen Theorie angesehen werden darf: es ist das Prinzip der Invarianz aller optischen Erscheinungen gegen eine gleichförmige Translation des inertialen Bezugssystems.

Dieses Prinzip bildet den Ausgangspunkt nicht nur der Einsteinschen Relativitätstheorie, sondern auch sämtlicher Betrachtungen von Ritz, und ist bekanntlich bisher durch alle Versuche bestätigt worden. Nur der Millersche Versuch[1]) auf dem Mount Wilson hat die fast allgemeine Überzeugung in die Gültigkeit dieses Prinzips erschüttert. Wird das Millersche Versuchsergebnis nicht als lokalen Ursprungs gefunden und durch andere Versuche bestätigt, so wird zusammen mit der Relativitätstheorie und der Lorentzschen Elektrodynamik auch die ballistische Theorie überholt. Kürzlich hat aber Tomaschek[2]) den Trouton und Nobleschen Versuch in einer Höhe von 3457 m wiederholt und keine Spur eines Ätherwindes gefunden.

In dieser Hinsicht müssen wir freimütig die Ergebnisse neuer Versuche abwarten, und wegen der Isoliertheit des Millerschen Befundes ihn im folgenden ganz außer Betracht lassen. (Ein Versuch, das Ergebnis von Miller vom Standpunkt der ballistischen Hypothese zu erklären, wäre ja aussichtslos.)

---

[1]) Proc. Nat. Ac. Washington **11**, 314, 1925; Science 1. Mai 1926.

[2]) Ann. d. Phys. **78**, 743, 1925; **80**, 509, 1926.

5. Die Berechtigung der Wahl der Annahme C erfordert eine nähere Analyse.

Über die Geschwindigkeit im reflektierten Strahle sind schon verschiedene Hypothesen vorgeschlagen worden. So nehmen J. J. Thomson und Stewart[1]) an, daß diese Geschwindigkeit durch die Bewegung des Spiegelbildes der Lichtquelle, gemäß dem Ritzschen Gesetz, bestimmt, d. h. durch die Ritzsche Formel (1) gegeben ist, wenn u durch die Geschwindigkeit des Bildes der Lichtquelle ersetzt wird.

Nach Tolman[2]) soll die in Rede stehende Geschwindigkeit nur von dem Bewegungszustand des Spiegels abhängen und dabei die Ritzsche Formel (1) gültig sein. D. h. es muß nach Tolman u durch die Geschwindigkeit des Spiegels in der Ritzschen Formel ersetzt werden.

Wir werden aber zeigen, daß die einzige erfahrungsgemäße und theoretisch begründete Hypothese wohl die Annahme ist, daß das Ritzsche Gesetz (1) unverändert auch für den reflektierten Strahl gilt [Hypothese von Ritz][3]).

Zu diesem Zwecke können wir nur den wichtigen Versuch von Majorana[4]) über die Messung des Dopplereffekts einer irdischen Lichtquelle mittels eines Interferometers benutzen. Sämtliche Versuche über die Reflexion an bewegten Spiegeln erlauben keinen einwandfreien Schluß über die Geschwindigkeit des reflektierten Strahles zu ziehen. Sie alle stehen mit der Relativitätstheorie im besten Einklang, können aber auch vom Standpunkt der ballistischen Theorie leicht gedeutet werden.

Majorana benutzte als Lichtquelle eine Quecksilberlampe, die an dem Rande einer schnell rotierenden Scheibe befestigt war, und beobachtete die Verschiebung der Interferenzringe in einem Interferometer, die durch die Umkehr der Bewegungsrichtung der Lichtquelle verursacht war (Doppler-Effekt). Wie Michaux[5]) gezeigt hat, widerspricht das Ergebnis von Majorana den Hypothesen von Stewart und von Tolman, steht aber mit der Annahme C in bestem Einklang.

---

1) O. M. Stewart, Phys. Rev. **32**, 418, 1911.

2) Phys. Rev. **31**, 26, 1910.

3) Hierzu erlauben wir uns, die Worte von Ritz selbst zu zitieren: lorsqu' un rayon lumineux met en vibration les ions d'un corps quelconque qui, á leur tour, émettent de nouvelles ondes, les centres de ces ondes se meuvent non avec la vitesse de ce corps (comme le voulait notre hypothèse), mais avec la vitesse de la source de lumière [On verifie facilement ce théorème en suivant de près les démonstrations de M. Lorentz (Versuch e. Theorie d. elektr. u. opt. Vorgänge, Leiden 1895)]. Ritz, Ges. Werke, S. 444.

4) Lincei Rend. **27**, 402, 1918.

5) C. R. **168**, 507, 1919.

Der Beweis ist für uns so wichtig, daß wir uns mit den etwas oberflächlichen Betrachtungen von Michaux nicht begnügen können und das Problem aufs neue analysieren wollen.

Bekanntlich sind die von Majorana benutzten Interferenzringe im Michelsonschen Interferometer nichts anderes als die sogenannten Interferenzringe gleicher Neigung, und die Wirkungsweise des Apparats kann dadurch erklärt werden, daß man das ganze Interferometer durch zwei planparallele Spiegel ersetzt denkt und auf diese die Theorie der Interferenz an planparallelen Platten (mit kleinen Modifikationen) anwendet. (Majorana beobachtete ja gerade die Ringe gleicher Neigung, nicht die Streifen gleicher Dicke.)

Der Gangunterschied zwischen den interferierenden Strahlen hängt bekanntlich von dem Umstand ab, daß einer von diesen Strahlen an dem nächststehenden Spiegel reflektiert wird, während der andere noch zweimal den Weg zwischen den beiden Spiegeln durchlaufen muß.

Majorana beobachtete eine Verschiebung von Interferenzringen um den Betrag von $\frac{2\,d}{\lambda} \cdot \frac{u}{c}$ des Streifenabstands [wo d der Abstand zwischen den beiden im Schema parallelen Spiegeln bedeutet] [1]).

Das Ergebnis steht mit dem Prinzip der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit (Relativitätstheorie) im Einklang. Eine Erklärung vom Standpunkt der ballistischen Theorie ist auch möglich, erfordert aber eine nähere Analyse der Bildungsweise der Interferenzstreifen. Diese Analyse wird uns zeigen, daß das Ergebnis von Majorana nur dann gemäß der Hypothese von Ritz gedeutet werden kann, wenn man für den reflektierten Strahl die Hypothese C einführt. Da aber die Präzision der Messungen nur einen Effekt erster Ordnung festzustellen erlaubt, so ist natürlich diese Folgerung nur für Glieder erster Ordnung gültig.

Fassen wir zunächst den einfachen Fall der senkrechten Inzidenz und gleichförmigen Bewegung der Lichtquelle in der Richtung der Spiegelnormalen ins Auge, so ist nach der ballistischen Hypothese bekanntlich die Geschwindigkeit v_1 des einfallenden Strahles in bezug auf

---

[1]) Dieser Betrag entspricht der Transformation von dem Falle einer ruhenden Lichtquelle in den Fall einer bewegten (mit der Relativgeschwindigkeit u). In Wirklichkeit hat Majorana die Bewegungsrichtung der Lichtquelle umgekehrt (was einer Veränderung der Geschwindigkeit von u in $-u$ entspricht) und also den doppelten Betrag der Verschiebung beobachtet $\left(\text{d. h. } \frac{4\,d}{\lambda}\frac{u}{c}\right)$. Der Einfachheit halber betrachten wir die erste Transformation.

den Spiegel gleich $c + u$, die Frequenz ν_1, die ein gegen den Spiegel ruhender Beobachter wahrnimmt, gleich $\nu(1 + \beta)$, während die Wellenlänge $\lambda_1 = \lambda$ ist, d. h. gleich der Wellenlänge λ, die man im Falle der ruhenden Lichtquelle hat. Also ändert sich die Frequenz nach dem Prinzip von Doppler, wie in der gewöhnlichen Theorie, während die Wellenlänge keine Änderung erfährt.

Im reflektierten Strahle ist die Frequenz ν_2 für einen in bezug auf den Spiegel ruhenden Beobachter notwendigerweise der Frequenz ν_1 gleich.

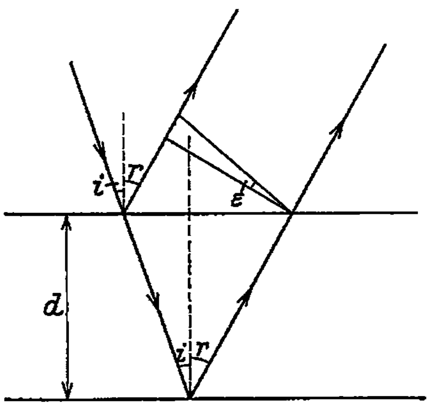

Fig. 4.

Für die Geschwindigkeit v_2 (in bezug auf den Spiegel) geben die obenerwähnten Hypothesen die Werte $c + u$ nach Stewart, c nach Tolman und $c - u$ nach Ritz.

Nun ist die Wellenlänge λ_2 im reflektierten Strahle mit v_2 verknüpft durch die Formel $v_2 = \nu_2 \cdot \lambda_2$. Zur Ermittlung von v_2 genügt also λ_2 auf experimentellem Wege zu bestimmen.

Die von Majorana beobachtete Verschiebung der Streifen ist auf die Variation des Gangunterschieds um $\frac{2\,d}{\lambda} \cdot \frac{u}{c}$ Wellenlängen zurückzuführen. Im einfallenden Strahle kann aber nach obigem keine Veränderung der Wegdifferenz entstehen, da die Bewegung der Lichtquelle die Wellenlänge unverändert läßt.

Der ganze Gangunterschied muß also in dem reflektierten Strahle entstehen. Folglich muß die Wellenlänge λ_2 des reflektierten Lichtes folgender Bedingung genügen:

$$\frac{d}{\lambda_2} - \frac{d}{\lambda} = \frac{2\,d}{\lambda} \cdot \beta,$$

$$\lambda_2 = \lambda(1 - 2\,\beta). \tag{3}$$

(Wir beschränken uns auf Glieder erster Ordnung in β.)

Die Interferenzringe gleicher Neigung entstehen aber unter schiefer (quasi-senkrechter) Inzidenz. Will man sich daher überzeugen, daß der Wert (3) der einzig zulässige ist, so muß man auch diesen Fall analysieren und dabei berücksichtigen, daß 1. der Reflexionswinkel r im allgemeinen von dem Einfallswinkel i verschieden sein kann (doch wollen wir annehmen, daß die Differenz $r - i$ höchstens von der Größenordnung von β ist); 2. daß die Wellenfläche nicht auf dem Lichtstrahl senkrecht zu stehen braucht (doch wird der Winkel zwischen der Flächennormale und dem Strahle höchstens von der Größenordnung von β sein).

Im folgenden beziehen wir uns auf die Fig. 4.

Wir setzen:
$$r - i = k\beta$$
$$\varepsilon = m\beta$$
$$\lambda_2 = \lambda(1 - a\beta),$$
wo k, m, a drei zunächst unbestimmte Koeffizienten sind, deren Werte wir als klein gegen $\frac{1}{\beta}$ und $\frac{1}{r}$ annehmen. Wir betrachten auch i und r als kleine Winkel, da sie in Wirklichkeit für die beobachtbaren Interferenzringe höchstens von der Größenordnung von 0,01 sind (fast senkrechte Inzidenz).

Nach der gewöhnlichen Theorie des Doppler-Effekts ist
$$\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda(1 - \beta),$$
und die zugehörige Variation des Gangunterschieds, in Wellenlängen gemessen, gleich:
$$\frac{2d\cos r}{\lambda} - \frac{2d\cos r}{\lambda(1-\beta)} = -\frac{2d\cos r}{\lambda}\beta. \tag{4}$$

In unserem Falle ergibt sich leicht aus der Fig. 4 für die Variation des Gangunterschieds in einer gegebenen Richtung r der Ausdruck:
$$\frac{2d\cos r}{\lambda} - \frac{d}{\lambda\cos i} - \frac{d}{\lambda(1-a\beta)}\left[\frac{1}{\cos r} - (\operatorname{tg} i + \operatorname{tg} r)\sin r\right]$$
$$+ \frac{d}{\lambda}(\operatorname{tg} i + \operatorname{tg} r)\cos r\,.\,k\beta = -\frac{d}{\lambda}[a\cos r\,\beta + \text{Glieder höherer Ordnung}], \tag{5}$$
wo die nicht hingeschriebenen Glieder Produkte von β und r oder höhere Potenzen von β enthalten (sie sind also wenigstens hundertmal kleiner als die in Rechnung gezogenen und können vernachlässigt werden, da die Messungen von Majorana mit einem Beobachtungsfehler von 0,05 des Streifenabstands behaftet sind).

Der Vergleich von (4) und (5) liefert
$$a = 2,$$
also ergibt sich, wie oben für senkrechte Inzidenz, für kleine Winkeln i und r:
$$\lambda_2 = \lambda(1 - 2\beta),$$
$$v_2 = \nu_2\lambda_2 = \nu\lambda(1+\beta)(1-2\beta) \cong c - u.$$
Folglich sind, dank dem Majoranaschen Versuch, alle Werte für λ_2, die sich von dem obigen um Glieder erster Ordnung in β unterscheiden, ausgeschlossen. Dieser Wert ist nun gerade mit

der Annahme C verträglich, nicht aber mit den Hypothesen von Tolman und Stewart[1]). Die Verallgemeinerung dieses Ergebnisses auf den Fall schiefer Inzidenz, führt aber natürlicherweise zu der Annahme C.

6. Wir zeigen jetzt, daß allgemeine Gründe uns zwingen, die Annahme C als in aller Strenge gültig anzusehen.

In der Tat genügt es anzunehmen, daß es wenigstens ein Bezugssystem gibt, in dem das von einer im System ruhenden Lichtquelle ausgesandte Licht sich im Vakuum mit einer Geschwindigkeit fortpflanzt, die nach einer beliebigen Zahl von Reflexionen und Brechungen konstant bleibt, und insbesondere bei der Reflexion an einem bewegten Spiegel keine Veränderung erleidet. Eine solche Hypothese kann ersichtlich mit den Äthervorstellungen verbunden sein. Übrigens ist sie allen optischen Theorien gemeinsam. Aus dieser Annahme und aus dem Prinzip der Invarianz gegen eine Translation folgt aber unmittelbar die Gültigkeit unserer Annahme C. Man hat zu diesem Zwecke nur ein Bewegungssystem zu betrachten, in dem der Spiegel ruht.

Ist z. B. $-\mathfrak{u}$ die Geschwindigkeit des Spiegels gegen die „in bezug auf den Äther ruhende" Lichtquelle, so wird ersichtlich die Lichtgeschwindigkeit in bezug auf den Spiegel im einfallenden und im reflektierten Strahle $\mathfrak{i} + \mathfrak{u}$ sein, wo $\mathfrak{i}$ die in bezug auf die Lichtquelle oder auf den Äther gemessene Lichtgeschwindigkeit ist. Das gibt im Falle senkrechter Inzidenz und Bewegung in der Richtung der Spiegelnormale für die Geschwindigkeit des reflektierten Strahles in bezug auf den Spiegel den Wert $c - u$ [man setze $\alpha = \pi$ in (1')].

Dank dem Invarianzprinzip überträgt sich diese Folgerung auf alle berechtigten Bezugssysteme.

Auch die Erweiterung der ballistischen Optik, die von Poli vorgeschlagen ist, und mit allen Versuchen im Einklang steht, führt zu der Hypothese C. Wir erlauben uns, an die Idee von Poli an dieser Stelle zu erinnern und ihr eine vektorielle Form zu geben, die dem Invarianzprinzip in aller Strenge[2]) genügt. Im engen Anschluß an Poli können wir annehmen, daß

[1]) Besonders einfach ist der Schluß bezüglich der Hypothese von Stewart, die beim ersten Anblick als die zuverlässigste erscheint. Es leuchtet nämlich ein, daß nach dieser Hypothese die Bewegung der Lichtquelle keine Veränderung des Gangunterschiedes im Interferometer verursachen kann, da weder im einfallenden noch im reflektierten Strahle eine Variation der Wellenlänge entsteht.

[2]) Poli (a. a. O) berücksichtigt nur die Glieder erster Ordnung in β. Seine Formeln genügen dem Invarianzprinzip nicht, wenn man Glieder höherer Ordnung in Rechnung stellt.

1. die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum in allen Fällen, d. h. auch nach einer beliebigen Zahl von Reflexionen und Brechungen, gleich $\mathfrak{i} + \mathfrak{u}$ ist;

2. die Lichtgeschwindigkeit in einem brechenden Medium, welches sich mit der Geschwindigkeit $\mathfrak{w}$ bewegt, gleich

$$\frac{\mathfrak{i}}{n} + \frac{\mathfrak{u}}{n^2} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)\mathfrak{w}$$

ist. Es leuchtet dann ein, daß

a) man für ruhende Lichtquellen ($\mathfrak{u} = 0$) die Formeln der Fresnelschen Wellenoptik erhält;

b) die beiden Annahmen dem Prinzip der Invarianz gegen eine Galileitransformation Genüge leisten;

c) für bewegte Lichtquellen ergeben sich Formeln, die in erster Ordnung mit denjenigen der Relativitätstheorie oder der Fresnelschen Wellenoptik übereinstimmen (siehe hierzu den Beweis von Poli, a. a. O.).

Unsere obigen Annahmen A und C sind nur spezielle Fälle dieser Hypothesen.

Wir glauben, daß eine eventuelle weitere Entwicklung der ballistischen Theorie kaum einen anderen, von dem vorgeschlagenen verschiedenen Weg verfolgen kann.

Die Annahme C erscheint wohl als die einzig plausible.

Nebenbei bemerken wir noch, daß die obigen Betrachtungen uns ein neues indirektes Mittel liefern, unsere Formel (2) zu kontrollieren. In der Fresnelschen Wellentheorie ist nämlich das Problem der Reflexion an einem bewegten Spiegel schon mehrfach behandelt worden. Das Reflexionsgesetz für einen Beobachter, der sich mit dem Spiegel bewegt, ist von Valle in einer vor kurzem erschienenen Arbeit[1]) aufgestellt. Er gelangt dabei zu derselben Formel (2).

Hieraus schließt man, daß die in § 3 entwickelte Theorie (die dem Prinzip der Invarianz gegen eine Galileitransformation Genüge leistet) im Falle einer ruhenden Lichtquelle Ergebnisse liefert, die mit denjenigen der klassischen Äthertheorie (für Lichtquellen, die gegen Äther ruhen) übereinstimmen. In der Tat betrachtet Valle den Fall, daß die Lichtquelle selbst sich mit dem Beobachter und dem Spiegel bewege. Diese Bewegung der Lichtquelle kann aber vom Standpunkt der Äthertheorie keinen Einfluß auf das Reflexionsgesetz haben, da die Form der Wellenflächen von einer solchen Bewegung unabhängig ist. Wir können also

[1]) Cim. (N. S.) 2, 201, 1925.

die Theorie von Valle direkt auf den Fall übertragen, daß die Lichtquelle in bezug auf den Äther ruht. Und nach dem Prinzip der Invarianz optischer Erscheinungen gegen eine gleichförmige Translation müssen die Valleschen und unsere Ergebnisse übereinstimmen.

Wir können jetzt diese Diskussion der Hypothesen B und C folgendermaßen zusammenfassen: der Versuch von Majorana einerseits und allgemeinste theoretische Gründe andererseits fordern die Annahmen B und C als unentbehrlich für eine ballistische Theorie der Reflexion zu betrachten.

Diese Hypothesen führen aber zu der Formel (2), die eine experimentelle Prüfung gestattet.

7. Wir wollen jetzt noch zeigen, daß sowohl vom Standpunkt der Relativitätstheorie als vom Standpunkt der Fresnel-Lorentzschen Äthertheorie der Einfluß der Bewegung der Lichtquelle auf die Reflexion an einem in bezug auf den Beobachter oder auf den Äther ruhenden Spiegel immer Null sein muß [1]).

Es ist in der Tat bekannt, daß in der Relativitätstheorie eine, in einem berechtigten System als eben vorausgesetzte, elektromagnetische Welle durch eine Lorentztransformation in eine gleichfalls ebene Welle übergeführt wird, und daß in sämtlichen Inertialsystemen alle physikalischen Merkmale einer gewöhnlichen elektromagnetischen Welle erhalten bleiben und nur die Frequenz (Dopplereffekt) und die Richtung des Strahles (Aberration) sich verändern.

Wird also die einfallende Welle auf das System bezogen, in welchem der Spiegel ruht, so kann sie sich nicht von derjenigen unterscheiden, welche eine in bezug auf dasselbe System ruhende Lichtquelle von gleicher Frequenz auszusenden vermag. Für einen in bezug auf den Spiegel ruhenden Beobachter behalten aber auch die elektrodynamischen Gesetze ihre Form unverändert bei, folglich muß auch das Reflexionsgesetz in unveränderter Form ($i = r$) gelten.

Vom Standpunkt der Fresnel-Lorentzschen Äthertheorie können wir den Lichtweg bei Anwendung des Fermatschen Prinzips ermitteln. Wir beziehen uns wieder auf die Fig. 3. Ist A gegen den Äther in Bewegung begriffen (während der Spiegel gegen den Äther ruht), so wird die Geschwindigkeit des Lichtes im Äther dadurch nicht verändert; sie bleibt für alle Richtungen und auch nach der Reflexion der Konstante c gleich. Daraus folgt $i = r$.

[1]) Da es sich hier um einen Effekt relativer Bewegung der Lichtquelle in bezug auf den Beobachter handelt, so ist diese wohlbekannte Tatsache durchaus nicht selbstverständlich.

Der Reflexionsversuch.

8. Die Versuchsanordnung war der in unserer ersten Arbeit beschriebenen ähnlich (siehe Fig. 5).

Als Lichtquelle diente ein 0,1 mm breiter Spalt *K* auf der Kathode einer zylindrischen Kanalstrahlenröhre von 1 cm Durchmesser und 30 cm Länge. Die Röhre war mit trockenem Wasserstoff (den wir mit einem Kippschen Apparat hergestellt und dann gereinigt haben) gefüllt und mit einem großen Induktor betrieben. Eine Gleichrichtungsvorrichtung (mit Kenotron) erlaubte einen pulsierenden Strom zu benutzen. Die Entladungsspannung wurde durch die parallel eingeschaltete Funkenstrecke (zwischen Kugeln von 1 cm Durchmesser) gemessen. Die Beobachtungen wurden mit Potentialdifferenzen von 5 bis 30 kV ausgeführt (auch kleinere Spannungen wurden benutzt, aber nicht gemessen). Höhere Spannungen konnten wegen der zu schwachen Intensität der Kanalstrahlen nicht ausgenutzt werden.

Unsere erste Aufgabe war, die Abhängigkeit der Lichtemission von der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen (d. h. die Energieverteilung im Geschwindigkeitsspektrum) zu untersuchen. Dazu diente der Dopplereffekt. Wir beschränkten uns auf eine subjektive Beobachtung, da auch die Beobachtung der Ablenkung des reflektierten Strahles im Reflexionsversuch auf subjektivem Wege erfolgte.

Ersichtlich konnten nur die Kanalstrahlenpartikeln, welche eine merkliche „bewegte" Intensität im Dopplereffekt aufweisen, in dem Reflexionsversuch ein abgelenktes „außerordentliches" Bild des Spaltes von genügender Intensität geben.

Zur Beobachtung diente ein großes Spektroskop mit sechs Prismen von Rutherford und ein Hilgersches Spektrometer. Zunächst wurde danach gestrebt, ein reines Wasserstoffspektrum zu erhalten. Dann gelang es bei longitudinaler Beobachtung den Dopplerstreifen bei Serienlinien ganz deutlich zu beobachten. Dieser erschien breit und verwaschen. (Zur Kontrolle wurden auch transversale Beobachtungen angestellt.) Die Größe der maximalen noch gut beobachtbaren Verschiebung änderte sich sehr wenig mit der Spannung. Das Spektrometer von Hilger erlaubte eine grobe Messung dieser Verschiebung. Sie war für die Linie H_β bei Spannungen von 10 bis 15 kV (die wir in den meisten Fällen benutzt haben) etwas größer als 10 Å. Wir wollen diesen Wert für die Berechnung des zu erwartenden Effekts in dem Reflexionsversuch zugrunde legen. Sicher ist diese Abschätzung nicht zu hoch gewählt. Man bekommt hieraus für β den Wert:

$$\beta = \frac{10}{4861} \cong 0{,}002,$$

also

$$u = 6 \cdot 10^7\ \mathrm{cm/sec}.$$

Die Anordnung des Reflexionsversuchs ist schematisch in Fig. 5 abgebildet. Das von dem Spalte K ausgehende Licht fällt nach vier Reflexionen auf einen sphärischen Konkavspiegel S, und das Spaltbild wird

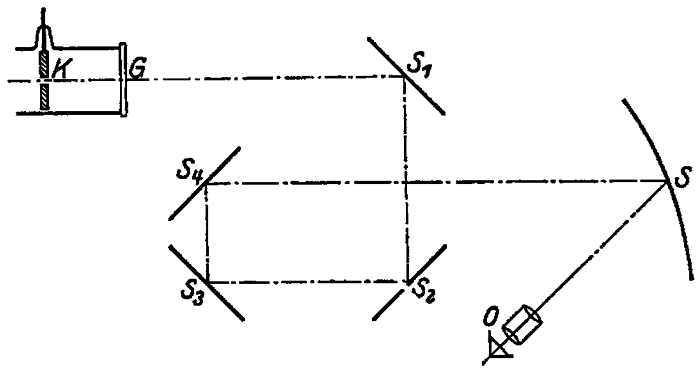

Fig. 5.

mittels eines Okulars beobachtet. Alle ebenen Spiegel S_i, wie auch der sphärische, waren auf der Vorderseite sorgfältig versilbert. Die Abbildung war nach diesen Reflexionen noch recht gut.

Die Vergrößerung des Systems sphärischer Spiegel-Okulare wurde besonders gemessen und gleich 180 gefunden. Nimmt man also an, daß unser Auge noch einen Winkel von 40″ auflösen kann, so ergibt sich, daß die obige Anordnung noch einen Winkel von $\frac{40''}{180} = 0{,}22''$ festzustellen vermag.

Die in Fig. 5 angedeutete Anordnung der Spiegel ist so gewählt, daß die auf Grund der Beziehung (2) zu erwartenden Effekte sich addieren. So ist nach (2) für die erste und dritte Spiegelung der Reflexionswinkel größer als der Einfallswinkel, während für die zweite und vierte $r < i$ sein muß.

Für die erste Inzidenz ist $\varphi = i = \frac{\pi}{4}$, also nach (2):

$$r - i = \frac{1}{2}\beta^2.$$

Nach den vier in Fig. 5 angedeuteten Reflexionen muß der Effekt viermal so groß ausfallen. (Das ergibt sich aus einer einfachen Rechnung.)

Es wird also mit dem obigen Werte von β:

$$r - i = 2\beta^2 = 8 \cdot 10^{-6} \; (= 1{,}6'').$$

Dieser Winkel ist ungefähr siebenmal größer als der, der noch gerade aufgelöst werden konnte.

Die letzte Reflexion auf dem sphärischen Spiegel konnte nur den Effekt vergrößern, wie leicht zu ersehen ist. (Wenigstens mußte sie gemäß der Formel (2) zu einer größeren sphärischen Aberration Anlaß geben.)

Nun wurden folgende Beobachtungen angestellt. Der Spalt wurde mit gewöhnlichem Lichte belichtet und man erhielt ein deutliches Bild von ihm. Dann wurden Kanalstrahlen unter den verschiedensten Spannungen und Drucken erzeugt und darauf geachtet, daß kein zweites Spaltbild oder eine Verbreiterung und Verwaschenheit des Randes des Spaltbildes zu beobachten war. Zahlreiche Beobachtungen wurden unter den Bedingungen, die dem bestbeobachtbaren Dopplereffekt entsprachen, angestellt. Man konnte indessen keine Spur einer solchen Erscheinung beobachten, wie man auch die Spannung veränderte. Auch keine Verschiebung des Spaltbildes gegen das Fadenkreuz oder gegen das mit gewöhnlicher Beleuchtung hergestellte Bild konnte nachgewiesen werden.

9. Gegen die von uns benutzte Versuchsanordnung kann man folgende Einwände erheben: 1. Wir wissen nicht, nach welchen Gesetzen die Brechung der Ritzschen Wellen erfolgt; es ist uns folglich nichts bekannt über die Lage des zugehörigen, vom Okular und von dem Auge gelieferten Spaltbildes. 2. Das Licht geht vor der ersten Reflexion durch die ruhende planparallele Glasplatte G, was zu der Vermutung Anlaß geben kann, daß dadurch die Lichtgeschwindigkeit wieder von dem Werte $c + u$ auf den normalen Wert c reduziert werde. Dann konnten ersichtlich die darauffolgenden Reflexionen überhaupt keinen Einfluß mehr haben.

Zum ersten Einwand können wir folgendes bemerken: es ist äußerst unwahrscheinlich, daß die von einer bewegten Lichtquelle emittierten Strahlen, welche im allgemeinen einen von dem gewöhnlichen abweichenden Weg verfolgen (Effekt zweiter Ordnung), beim Durchgang des nach Belieben gewählten Okulars und des Augensystems, die Eigenschaft erhalten, den leuchtenden Spalt genau an derselben Stelle abzubilden, wie im Falle der Ruhe.

Man wolle die Differenz beachten, welche zwischen meinem Versuch und dem Starkschen besteht, in dem es sich bei letzterem um einen

Effekt erster Ordnung handelt. In der ersten Ordnung ist dadurch ein positiver Erfolg ausgeschlossen, daß die Lichtwege stets und überall zusammenfallen. In der zweiten Ordnung sind im Gegenteil, wie wir wissen, diese Lichtwege schon bei der Reflexion verschieden.

Der zweite Einwand ist kaum haltbar. Wenn die Lichtgeschwindigkeit in der Glasplatte die erwähnte Veränderung erleiden könnte, so dürfte sie eine leicht nachweisbare Abweichung der ersten Ordnung von dem Brechungsgesetz ergeben, wie aus dem Fermatschen Prinzip ohne Schwierigkeit zu entnehmen ist. Eine Beobachtung unter schiefer Inzidenz hat aber keine Spur einer solchen Abweichung gezeigt.

Schluß.

10. Das Ergebnis unseres Reflexionsversuchs widerlegt die in § 3 dargestellte ballistische Theorie der Reflexion. Wir folgern daraus auf Grund der vorliegenden Untersuchung, daß jede „ballistische" Optik der bewegten Körper auf die Anwendung der Prinzipien von Huygens und von Fermat verzichten soll. Auch das Prinzip der Invarianz gegen eine gleichförmige Translation kann in einer solchen Theorie nicht erhalten werden. Diese Umstände allein machen eine eventuelle zukünftige Entwicklung der Idee von Ritz äußerst unwahrscheinlich.

Unser Schluß über die Widerlegung der Ritzschen Theorie wird aber außerordentlich verstärkt durch die Argumente, die uns die Doppelsternbeobachtungen gegen die ballistische Hypothese liefern (siehe die Einleitung). Von diesen beiden Standpunkten aus erscheint die Annahme von Ritz mit den Versuchsergebnissen unvereinbar.

Herrn Prof. A. Pochettino bin ich für die liebenswürdige Überlassung aller Mittel seines Laboratoriums und für sein beständiges Interesse an dieser Arbeit zum Danke verpflichtet.

Turin, Physikalisches Institut (Universität), 20. Oktober 1926.