

Sammlung Göschen

Theoretische Physik

V

Wärmestrahlung Elektronik und Atomphysik

Von

Dr. Gustav Jäger

Professor der Physik an der Universität in Wien

Mit 16 Figuren

Vierte, umgearbeitete und vermehrte Auflage



Berlin und Leipzig

Walter de Gruyter & Co.

vormals G. J. Göschen'sche Verlagshandlung - J. Guttentag, Verlags-
buchhandlung - Georg Reimer - Karl J. Trübner - Veit & Comp.

1 9 3 0

Alle Rechte, insbesondere das Übersetzungsrecht
von der Verlagshandlung vorbehalten.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Inhalt.

	Seite
Lehrbücher zur Wärmestrahlung, Elektronik und Atomphysik	4

Wärmestrahlung.

§ 1. Strahlen der Wärme — Prevosts Theorie.....	5
§ 2. Absorption — Emission — Hohlraumstrahlung	6
§ 3. Vollkommen schwarzer Körper — Lamberts Gesetz	8
§ 4. Kirchhoffs Strahlungsgesetz — Energieverteilung der Hohlraumstrahlung.....	9
§ 5. Folgerungen aus dem Kirchhoffschen Gesetz	12
§ 6. Energie der Wellenbewegung — Energiedichte der Strahlung .	12
§ 7. Strahlungsdruck	13
§ 8. Der Druck schief auffallender Strahlen.....	20
§ 9. Der Druck der Hohlraumstrahlung	22
§ 10. Das Stefansche Strahlungsgesetz	23
§ 11. Schwingungszahl und Dopplersches Prinzip	25
§ 12. Das Wiensche Verschiebungsgesetz	28
§ 13. Das Wiensche Strahlungsgesetz — Wellenlänge der Maximalstrahlung	31
§ 14. Verteilung der Energie auf die Freiheitsgrade	33
§ 15. Das Plancksche Strahlungsgesetz	35
§ 16. Quantentheorie	39
§ 17. Die spezifische Wärme fester Körper	40
§ 18. Die spezifische Wärme der Gase	42

Elektronik.

§ 19. Theorien der Elektrizität — Elektronentheorie	45
§ 20. Gesetz von der Erhaltung der Elektrizität — Elektrostatik ..	46
§ 21. Konstitution der Lösungen — Ionen — Elementarquantum ..	47
§ 22. Elektrische Leitfähigkeit verdünnter Lösungen — Abhängigkeit von der Konzentration und der Temperatur	47
§ 23. Größe des Elementarquantums	50
§ 24. Die Hittorfschen Überführungszahlen — Geschwindigkeit der Ionen	52
§ 25. Konzentrationsketten	55
§ 26. Der elektrische Strom — Rowlandeffekt — Elementarstrom ..	60
§ 27. Energie des Elementarstroms	61
§ 28. Elektrostatische Ablenkung der Kathodenstrahlen in der Braunschen Röhre	65
§ 29. Elektronen im magnetischen Felde	67
§ 30. Magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen	72
§ 31. Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen — Verhältnis der Ladung zur Masse des Elektrons	74

	Seite
§ 32. Kinetische Energie des Elektrons	75
§ 33. Die Wärmeleitung in Metallen	76
§ 34. Die Elektrizitätsleitung in Metallen	79
§ 35. Wiedemann-Franz'sches Gesetz	82
§ 36. Die spezifische Ladung der Metallelektronen	83
§ 37. Elektronenemission der Metalle	86
§ 38. Ionisation der Gase	89
§ 39. Leitfähigkeit der Gase — Sättigungsstrom	91

Atomphysik.

§ 40. Die Strahlung radioaktiver Substanzen	95
§ 41. Bewegung von Körpern, die sich nach dem Coulombschen Gesetz abstoßen	96
§ 42. Der Ablenkungswinkel	98
§ 43. Rutherfords Atommodell	100
§ 44. Streuung der α -Strahlen	101
§ 45. Modell des Wasserstoffatoms	105
§ 46. Das Wasserstoffspektrum — Serienspektren	106
§ 47. Das Heliumspektrum — Optische Spektren	108
§ 48. Das Magnetron	111
§ 49. Das charakteristische Röntgenspektrum	112
§ 50. Aufbau der Atome	113
§ 51. Das kontinuierliche Röntgenspektrum — Lichtquanten	116
§ 52. Der Hallwachseffekt	117
§ 53. Korpuskularstrahlen und Lichtquanten	118
§ 54. Wellenpaket und Lichtquanten	119
§ 55. Der Comptoneffekt	123
§ 56. Bohrs Wasserstoffatommodell	126
Register	128

Lehrbücher zur Wärmestrahlung, Elektronik und Atomphysik.

- A. Haas, Einführung in die theoretische Physik. 3. u. 4. Aufl.
Berlin und Leipzig 1923/24.
- A. Haas, Materiewellen und Quantenmechanik. Leipzig 1928.
- Mache, Einführung in die Theorie der Wärme. Berlin und
Leipzig 1924.
- Planck, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung.
Leipzig 1923.
- Riecke, Lehrbuch der Physik. Berlin und Leipzig 1928.
- Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien. Braunschweig
1924.
-

Wärmestrahlung.

§ 1. Strahlen der Wärme — Prevosts Theorie.

Haben zwei benachbarte Körper verschiedene Temperatur, so geht immer von selbst die Wärme vom Körper höherer zu jenem tieferer Temperatur über, bis beide Körper dieselbe Temperatur besitzen. Dieser Temperatúrausgleich wird durch Leitung und Strahlung der Wärme besorgt. In letzterem Falle haben wir anzunehmen, daß der höher temperierte Körper imstande ist, seinen Wärmeinhalt in eine andere Energieform, nämlich strahlende Energie, umzuwandeln und als solche auszusenden. Der Körper niedrigerer Temperatur hat hingegen die Fähigkeit, die Energie der ihn treffenden Strahlung aufzunehmen und dadurch seinen Wärmeinhalt, mithin auch seine Temperatur zu erhöhen.

Haben wir einen dritten Körper, dessen Temperatur noch tiefer ist als jene des kälteren der von uns betrachteten zwei Körper, so wird der kältere Körper gegenüber dem dritten als wärmer erscheinen und ebenfalls strahlende Energie aussenden. Der Körper mittlerer Temperatur nimmt also Strahlen auf und sendet gleichzeitig Strahlen aus. Das führt uns zu der Anschauung, welche zuerst von Prevost geäußert wurde, daß jeder Körper ohne Rücksicht auf die Temperatur seiner Umgebung Wärme ausstrahlt. Die in der Sekunde ausgestrahlte Wärmemenge ist um so größer, je höher die Temperatur des Körpers ist und von

der Temperatur der Umgebung völlig unabhängig. Besitzt ein benachbarter Körper höhere Temperatur, so strahlt er dem ersten mehr Wärme zu, als er von diesem empfängt. Bei gleicher Temperatur strahlen die Körper einander gleichviel Wärme zu, so daß das Temperaturgleichgewicht nicht gestört wird.

Die Wärmestrahlen haben ihr akustisches Analogon in den Schallstrahlen (Bd. II, §§ 3—8). Auch die Wärmestrahlung fassen wir als Wellenbewegung auf, ähnlich der Wellenbewegung der Töne. Wir sprechen von Fortpflanzungsgeschwindigkeit, Wellenlänge, Schwingungszahl, Reflexion usw. Bekanntlich sind gleichartig ihrer Natur nach mit den Wärmestrahlen und nur durch die Wellenlänge oder Schwingungszahl voneinander unterschieden alle „elektromagnetischen Strahlen“ von den Strahlen größter Wellenlänge z. B. jenen der Radiosender angefangen über die Wärme-, Licht-, ultravioletten Strahlen bis zu den kurzwelligsten Röntgenstrahlen und den γ -Strahlen radioaktiver Substanzen. Nur von Strahlen dieser Art, oder kurz gesagt, nur von der „thermischen Strahlung“ ist im folgenden die Rede.

§ 2. Absorption — Emission — Hohlraumstrahlung.

Fallen auf einen Körper Strahlen auf, so werden sie zum Teil reflektiert, zum Teil hindurchgelassen, zum Teil vom Körper aufgenommen. Die Energie dieses letzten Teils der Strahlung setzt sich im Körper in Wärmeenergie um, vermehrt den Wärmeinhalt des Körpers und erhöht dessen Temperatur. Diese Umwandlung strahlender Energie in Wärme nennen wir Absorption der Strahlung. Die Absorption und die Emission, die Ausstrahlung der Wärme, ermöglichen überhaupt die Umformung der Wärme in strahlende Energie und umgekehrt.

Befindet sich ein Körper auf der Temperatur seiner Umgebung, so strahlt er nach Prevost in der Sekunde ebensoviel Wärme aus, als ihm zugestrahlt wird. Unter Umgebung des betrachteten Körpers verstehen wir dabei alle Körper, welche von den Strahlen unseres Körpers getroffen werden können. Wir wollen noch voraussetzen, daß tatsächlich jeder ausgesandte Strahl, mag er auch noch so oft von den Körpern der Umgebung reflektiert und durchgelassen werden, schließlich doch von diesen gänzlich absorbiert wird, daß also alle ausgesandten Strahlen bis zu ihrer gänzlichen Umwandlung in Wärmeenergie nur endliche Wege zurücklegen können. Damit ist ein endlicher Raum gekennzeichnet, über welchen die von unserem Körper ausgesandten Strahlen nicht hinausgelangen. Wir wollen einen solchen Raum einen „Hohlraum“ und die darin stattfindenden Strahlungsvorgänge kurz „Hohlraumstrahlung“ nennen. Unser Hohlraum muß also nicht ein allseits geschlossener Raum im gewöhnlichen Sinne sein.

Auch für den Wärmeaustausch durch Strahlung müssen die Sätze der mechanischen Wärmetheorie ihre Geltung haben, da die Erfahrung gezeigt hat, daß Körper, die bezüglich der Wärmeleitung im Gleichgewicht, es auch immer in bezug auf die Strahlung sind.

Unseren Körper treffen Strahlen von allen Seiten der Umgebung. Hat er dieselbe Temperatur wie die Körper seiner Umgebung, so muß er nicht nur ebensoviel Energie, als ihn trifft, wieder aussenden, sondern er muß auch nach einer bestimmten Richtung ebensoviel senden, als er aus derselben empfängt. Nach unserer früheren Annahme soll aber die Art der Ausstrahlung von Energie nur von dem betreffenden Körper selbst abhängig sein und unabhängig von der Umgebung. Das zwingt uns zu dem Schluß, daß, wie immer die Umgebung gestaltet sein mag, die Strahlung im Hohlraum immer dieselbe sein muß, sobald nur alle

Körper dieselbe Temperatur besitzen und wenigstens zum Teil fähig sind, alle möglichen Strahlen, d. h. Strahlen aller möglichen Wellenlängen, auszusenden. Bei der Hohlraumstrahlung sind die Strahlen nach allen Richtungen des Raumes sowohl ihrer Wellenlänge als ihrer Intensität nach gleichmäßig verteilt.

§ 3. Vollkommen schwarzer Körper — Lamberts Gesetz.

Ein Körper muß alle Strahlen, die ihn treffen, teils reflektieren, teils durchlassen, teils absorbieren. Wir können uns nun einen Körper denken, welcher gar nichts reflektiert und gar nichts durchläßt, sondern sämtliche Strahlen absorbiert. Einen solchen nennen wir einen vollkommen schwarzen Körper. Lampenruß und Platinschwarz zeigen mit großer Annäherung ein derartiges Verhalten.

Da auch ein vollkommen schwarzer Körper bei vorhandenem Temperaturgleichgewicht nach jeder Richtung ebensoviel Energie aussenden muß, als er empfängt, so läßt sich leicht die Abhängigkeit der Strahlung vom Emissionswinkel feststellen. Unter dem Emissionswinkel wollen wir jenen Winkel verstehen, den der von einem Oberflächenelement des Körpers ausgehende Strahl mit dem Lot zum Flächenelement einschließt.

Da nun die in einer bestimmten Zeit aus einer bestimmten Richtung kommende absorbierte Energie proportional dem Kosinus des Einfallswinkels ist (Bd. IV, § 1), so muß auch die ausgestrahlte Energie eines vollkommen schwarzen Körpers proportional dem Kosinus des Emissionswinkels sein. Dieses Gesetz wurde zuerst von Lambert ausgesprochen und durch den Versuch bestätigt. So erscheint uns die Sonne als eine leuchtende Scheibe, die in allen ihren Punkten gleich hell ist, was unmittelbar aus dem Lambertschen Gesetz folgt.

§ 4. Kirchhoffs Strahlungsgesetz — Energieverteilung der Hohlraumstrahlung.

Die Energie, welche ein vollkommen schwarzer Körper von jedem Quadratcentimeter seiner Oberfläche in der Sekunde bei einer bestimmten Temperatur aussendet, wollen wir mit E bezeichnen. Denken wir uns nun einen beliebigen Körper von der Oberfläche O im Temperaturgleichgewicht mit der Umgebung, so wird ihm nach § 2 in der Sekunde die Energie OE zugestrahlt. Von derselben wird er einen Teil reflektieren, einen Teil eventuell durchlassen und einen Teil absorbieren. Letzterer sei aOE , a ist also ein echter Bruch, es ist das Absorptionsvermögen des betreffenden Körpers. Während somit der Körper von der Energie OE die Menge $OE - aOE$ reflektiert und durchläßt, muß er die Menge aOE ausstrahlen, da ja sonst das Wärmegleichgewicht gestört würde, was gegen den zweiten Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie (Bd. II, § 42) verstoßen würde. Nennen wir die durch die Einheit der Oberfläche ausgestrahlte Wärmemenge e , so ist die Gesamtstrahlung Oe . Dieselbe muß gleich aOE , oder es muß

$$e = aE$$

sein. Diese von Kirchhoff gefundene Beziehung sagt aus, daß das Emissionsvermögen eines beliebigen Körpers gleich seinem Absorptionsvermögen multipliziert mit dem Emissionsvermögen eines vollkommen schwarzen Körpers ist, oder wir können kurz sagen: Das Verhältnis zwischen Emission und Absorption eines jeden Körpers ist gleich der Emission des vollkommen schwarzen Körpers. Da wir unter dem Emissionsvermögen oder kurz der Emission eines vollkommen schwarzen Körpers die Energie verstehen, welche er per Quadratcentimeter der Oberfläche in der Sekunde ausstrahlt, diese aber gleich der von der gleich

temperierten Umgebung unter gleichen Umständen zugestrahlten Energiemenge E ist, so ist das Emissionsvermögen eines beliebigen Körpers demnach nichts anderes als die Energiemenge, welche er in der Sekunde durch die Oberflächeneinheit ausstrahlt.

Das Kirchhoffsche Strahlungsgesetz gilt nun nicht allein für die Gesamtmenge der Energie, welche ein Körper emittiert, sondern für jede einzelne Strahlengattung. Folgende Überlegung soll dies klarmachen. Durch eine Platte PP (Fig. 1) und eine darüber befindliche Glocke G kann ein

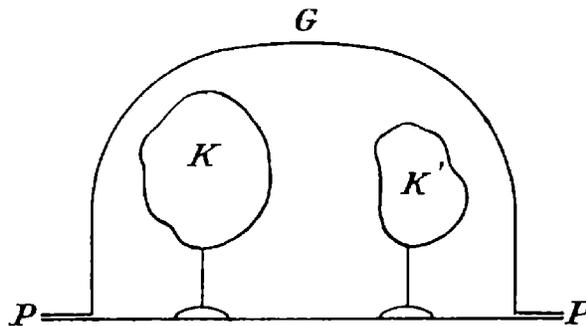


Fig. 1.

geschlossener Raum hergestellt werden, welcher vollkommen spiegelt. Wir denken uns die Glocke erst abgehoben und alles im Wärmegleichgewicht mit der Umgebung. Setzen wir die Glocke auf, so befindet sich in ihr Hohlraumstrahlung von ganz bestimmter Zusammensetzung, d. h. jede vorhandene Strahlengattung bestimmter Wellenlänge besitzt eine ganz bestimmte Energiemenge. Wir denken uns jetzt einen Körper K , der gegen Wärmeleitung isoliert ist. Dieser Körper habe die Eigenschaft, daß er nur eine bestimmte Strahlenart a aussendet und nur eine andere Art b absorbiert. Er befinde sich mit der Umgebung im thermischen Gleichgewicht. Es muß also die ausgestrahlte Wärmemenge gleich der in derselben Zeit absorbierten sein.

Bringen wir diesen Körper unter die Glocke, so muß er im Hohlraum die Energie der a -Strahlen vermehren, die der b -Strahlen vermindern. Die b -Strahlen werden also aufgezehrt werden, und der Körper kann dann nur noch Wärme ausstrahlen, aber nichts mehr absorbieren. Er muß sich immer mehr abkühlen. Bringen wir noch einen zweiten Körper K' unter die Glocke, der ebenfalls ursprünglich im thermischen Gleichgewicht war, aber nur a -Strahlen aussenden und absorbieren kann, so wird er für die gegebene Temperatur in der Sekunde eine ganz bestimmte Wärmemenge absorbieren und natürlich genau dieselbe Menge ausstrahlen. Es wächst die Energie der a -Strahlen im Hohlraum unter dem Einfluß des Körpers K . Infolgedessen muß der Körper K' mehr Wärme absorbieren, d. h. seine Temperatur erhöhen. Wir hätten also vor uns die gegen jede Erfahrung, nämlich gegen den Entropiesatz (Bd. II, § 42), sprechende Erscheinung, daß zwischen zwei ursprünglich mit der Umgebung im thermischen Gleichgewicht befindliche Körper von selbst eine Temperaturdifferenz entsteht. Dieser Widerspruch tritt jedoch nicht ein, wenn jeder Körper im thermischen Gleichgewicht nur jene Strahlenart absorbiert, welche er auch aussendet. Damit ist die Gültigkeit des Kirchhoffschen Gesetzes für jede einzelne Strahlenart erwiesen.

Wir können nun auch ohne weiteres nachweisen, daß für eine bestimmte Temperatur die Hohlraumstrahlung nur nach einer Art aus den verschiedenen Strahlengattungen zusammengesetzt sein kann. Der Körper K' kann nämlich nur im thermischen Gleichgewicht sein, wenn die Hohlraumstrahlung ebensoviel an a -Strahlung ihm zusendet, als er selbst ausstrahlt. Dies ist aber nur möglich, wenn bei derselben Temperatur im selben Raum auch immer dieselbe Energiemenge an a -Strahlen vorhanden ist. Was aber für diese eine Strahlengattung gilt, läßt sich für jede beweisen, woraus unsere obige Behauptung folgt.

§ 5. Folgerungen aus dem Kirchhoffschen Gesetz.

Nach Draper beginnen alle Körper mit wachsender Temperatursteigerung bei etwa 525°C rot zu glühen. Da die meisten Körper fast alle sie treffenden Strahlen teilweise absorbieren, so müssen sie auch dieselben Strahlen aussenden, sobald es der vollkommen schwarze Körper tut. Da letzterer nun bei 525° Rotglut, bei 1000° Gelbglut, bei 1200° Weißglut zeigt, so tun dies auch die anderen Körper, nur natürlich in verschiedener Intensität. Glas, welches wenig Licht absorbiert, sendet auch wenig aus; ebenso blanke Metallflächen, wie man leicht bei einem Platinblech sieht, auf das man einen Tintenfleck macht. Bringt man dieses in den Bunsenbrenner, so leuchtet bei der Glut der Tintenfleck heller als das blanke Platin.

Die wichtigste Folgerung hat Kirchhoff jedoch für die Spektralanalyse gemacht, indem aus seinem Gesetz sofort folgt, daß die hellen Linien des Emissionsspektrums mit den dunklen des Absorptionsspektrums einer Flamme identisch sein müssen.

Es hat Kirchhoff auch gezeigt, daß glühender Turmalin, welcher linear polarisiertes Licht in verschiedenen Schwingungsrichtungen verschieden stark absorbiert, tatsächlich teilweise polarisiertes Licht aussendet.

§ 6. Energie der Wellenbewegung — Energiedichte der Strahlung.

Treffen thermische Strahlen auf einen Körper, der sie teilweise absorbiert, so werden sie in Wärmeenergie umgewandelt. Die Strahlung ist also selbst ein Energieträger. In der Volumeinheit eines Wellenzuges befindet sich eine bestimmte Energiemenge E , die wir die Energiedichte nennen wollen. Hat die schwingende Bewegung eine bestimmte Amplitude A und die Schwingungsdauer τ , so ist die Geschwindigkeit der Änderung des Zustands verkehrt

proportional τ . Dem Quadrat dieser Geschwindigkeit setzen wir die Energie proportional. Folglich ist E proportional $\frac{1}{\tau^2}$. Ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen c , so ist $\lambda = c \tau$ oder $\tau^2 = \frac{\lambda^2}{c^2}$. Folglich ist die Energiedichte E proportional $\frac{c^2}{\lambda^2}$ oder

$$E = \frac{k}{\lambda^2},$$

wenn wir alles Konstante in dem Buchstaben k zusammenfassen. Auf ein bestimmtes Medium, etwa den Lichtäther bezogen, ist also die Energiedichte dem Quadrat der Wellenlänge verkehrt proportional.

Dies können wir direkt auf die Energiedichte in irgendeinem Elemente eines durchstrahlten Raumes übertragen. Wir brauchen nur die Werte des E für sämtliche Wellen zu addieren, welche zu einer gegebenen Zeit das Raumelement passieren, und durch dessen Volumen zu dividieren. Daraus folgt, daß die Energiedichte der Hohlraumstrahlung (§ 4) lediglich eine Funktion der Temperatur ist.

§ 7. Strahlungsdruck.

Maxwell folgerte aus seiner Elektrizitätstheorie, daß elektromagnetische Wellen, welche auf einen Körper auffallen, auf diesen einen Druck, den Strahlungs- oder Lichtdruck, ausüben.

Wir wollen den Versuch machen, den Druck des Lichtes zu berechnen, den es auf einen Spiegel ausübt, von dem es vollkommen reflektiert wird.

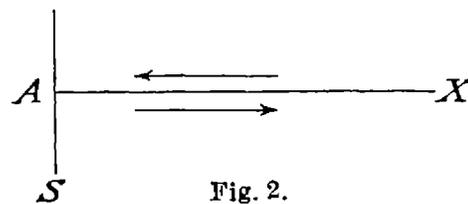


Fig. 2.

Denken wir uns vorerst einen Wellenzug, der einen Spiegel S (Fig. 2) senkrecht trifft. Wir wissen, daß am

Spiegel bei der vollkommenen Reflexion ein Schwingungsknoten sein muß (Bd. II, §6). Die Elongationen der daselbst auftreffenden und ausgehenden Wellen müssen also zusammen immer gleich Null sein. Dies wird erfüllt, wenn wir zum einfallenden Wellenzug

$$A \cos 2\pi \left(\frac{t}{\tau} + \frac{x}{\lambda} \right),$$

der also entgegengesetzt der Richtung der x -Achse (Fig. 2) geht, einen zweiten

$$- A \cos 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{x}{\lambda} \right),$$

der in der Richtung der x -Achse geht, hinzufügen. Der zweite ist sodann der reflektierte Wellenzug. Die Summe beider ist für $x = 0$ tatsächlich immer gleich Null.

Nehmen wir nun an, der Spiegel S bewege sich in der Richtung der x -Achse mit der Geschwindigkeit v , und halten wir die Bedingung fest, daß am Spiegel immer ein Schwingungsknoten des Lichtes sein muß, so werden wir dieser Bedingung durch zwei Wellenzüge genügen, deren einer fürs einfallende Licht durch

$$A \cos 2\pi \left(\frac{t}{\tau} + \frac{x}{\lambda} \right),$$

jener fürs reflektierte durch

$$- A' \cos 2\pi \left(\frac{t}{\tau'} - \frac{x}{\lambda'} \right)$$

dargestellt werden kann. Die Lage des Spiegels ist nach unserer Annahme durch

$$x = v t$$

gegeben. Für dieses x muß aber die Summe beider Wellen

immer gleich Null sein. Wir erhalten also

$$A \cos 2\pi \left(\frac{t}{\tau} + \frac{vt}{\lambda} \right) - A' \cos 2\pi \left(\frac{t}{\tau'} - \frac{vt}{\lambda'} \right) = 0.$$

Diese Möglichkeit ist aber wiederum nur denkbar, wenn

$$A = A'$$

ist, d. h. die einfallende und die reflektierte Welle haben dieselbe Amplitude. Ferner muß

$$\frac{t}{\tau} + \frac{vt}{\lambda} = \frac{t}{\tau'} - \frac{vt}{\lambda'}$$

sein. Dies läßt sich leicht umformen in

$$\frac{1}{\lambda} \left(\frac{\lambda}{\tau} + v \right) = \frac{1}{\lambda'} \left(\frac{\lambda'}{\tau'} - v \right).$$

Nun ist aber $\frac{\lambda}{\tau} = \frac{\lambda'}{\tau'} = c$, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle, folglich

$$\frac{1}{\lambda} (c + v) = \frac{1}{\lambda'} (c - v),$$

woraus sich schließlich ergibt

$$\frac{\lambda}{\lambda'} = \frac{c + v}{c - v}.$$

Übt das auffallende Licht auf den Spiegel von der Größe f einen Druck p aus, so müssen wir bei der Bewegung des Spiegels eine Arbeit leisten, welche in der Zeiteinheit $f p v$ beträgt. Diese Arbeit wird sich in der Vermehrung der Energie äußern, welche wir dem reflektierten Wellenzuge in der Zeiteinheit übermitteln.

Wir wollen jetzt c als die Lichtgeschwindigkeit ansehen. Unseren Spiegel trifft, falls er ruht, in der Sekunde sämtliche Energie, welche in dem Raum $f c$ enthalten ist. Bewegt sich aber der Spiegel dem Lichtstrahl mit der Geschwindig-