

# Bestimmung der Elektronenanzahldichte in einem Helium-Plasma

D. Einfeld und G. Sauerbrey

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt, Braunschweig und Berlin

(Z. Naturforsch. **31 a**, 310–315 [1976]; eingegangen am 27. November 1975)

## Determination of the Electron Density in a Helium Plasma

A comparison was made between electron densities determined from the emission coefficient of the continuum radiation and from Stark broadening of line profiles using a wall stabilized pulsed arc plasma with electron temperature  $T=38\,000\text{ K}$  and electron density from  $2 \times 10^{22}\text{ m}^{-3}$  to  $3.5 \times 10^{22}\text{ m}^{-3}$ . The measured peak separation in the profiles of the He I lines 447.1 nm and 492.2 nm was consistent with that predicted by G.B.K.O.- and B.C.S.-theory and agrees with the experimental results from Böttcher, Roder, and Wobig. The measured halfwidth of the He I 501.6 nm line agrees with the results from Kusch and shows a discrepancy to the G.B.K.O.-theory by a factor about 1.7. The results for the Stark broadening halfwidth of the He II lines 468.6 nm and 320.3 nm lie between the values from G.K.S.- and K.G.-theory.

### 1. Einleitung

Die Stark-Effekt-Verbreiterung von Helium-Spektrallinien wird sowohl in der Astrophysik als auch in der Plasmaphysik zur Diagnostik herangezogen. Die Verbreiterung der He-Linien ist nach den Theorien von Griem, Kolb, Shen<sup>1,2</sup> (G.K.S.), Griem, Baranger, Kolb, Oertel<sup>3-5</sup> (G.B.K.O.) und den auf diesen Theorien aufbauenden Rechnungen von Griem<sup>6</sup>, Barnard, Cooper, Shamey<sup>7</sup> (B.C.S.-Theorie), Cooper und Oertel<sup>8</sup>, Kepple<sup>9</sup> (verbesserte G.K.S.-Theorie) sowie Barnard, Cooper, Smith<sup>10,11</sup> (verbesserte B.C.S.-Theorie) und Deutsch et al.<sup>12</sup> berechenbar. Die experimentelle Überprüfung der Theorien ist in mehreren Arbeiten mit unterschiedlichem Erfolg durchgeführt worden (siehe<sup>13-33</sup>). So bestätigen zum Beispiel Greig et al.<sup>18,19</sup> die G.B.K.O.-Theorie für die Linien 501,6 und 388,9 nm, während Kusch<sup>24</sup> eine Diskrepanz vom Faktor 1,7 zur genannten Theorie feststellt. Der theoretisch bekannte Kuppenabstand  $S$  in den  $H_\beta$ -ähnlichen Profilen der He-Linien 447,1 nm und 492,1 nm wurde von Böttcher et al.<sup>16</sup> bestätigt, während Nelson und Barnard<sup>20</sup> eine Diskrepanz vom Betrage 1,7 zu den Rechnungen von Griem<sup>6</sup> bzw. Barnard, Cooper und Shamey<sup>7</sup> ermittelten. Die experimentellen Untersuchungen<sup>15,23,31,32</sup> bestätigen die G.K.S.-Theorie der He II-Linien 320,2 nm und 468,6 nm. Die neueren Rechnungen von Kepple<sup>9</sup> nach der verbesserten G.K.S.-Theorie zeigen jedoch bei gegebener Elektronendichte größere Halbwertsbreiten als die G.K.S.-Theorie<sup>5</sup>.

Sonderdruckanforderungen an Dr. D. Einfeld und Prof. Dr. G. Sauerbrey, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Institut Berlin, Abbestraße 2–12, D-1000 Berlin 10.

In der folgenden Arbeit sollen die aus den Profilen Stark-Effekt-verbreiterter Spektrallinien ermittelten Elektronendichten  $n_e$  mit den Werten verglichen werden, die sich aus dem Emissionskoeffizienten der Kontinuumsstrahlung  $\epsilon_\lambda^K$  ( $\lambda = 530\text{ nm}$ ) ergeben. Die relative Unsicherheit der  $n_e$ -Bestimmung aus  $\epsilon_\lambda^K$ -Messungen bei geeigneten Wellenlängen beträgt für das untersuchte Plasma  $\pm 10\%$ <sup>34</sup>.

### 2. Versuchsdurchführung und Auswertung der Messungen

Als Plasmaquelle wurde eine wandstabilisierte Kurzzeitentladung nach Wulff<sup>13</sup> verwandt. Die geometrische Kanallänge betrug 15 cm, der innere Durchmesser 10 mm, der Fülldruck 40 mbar bis 46 mbar, die Stromstärke 1,6 kA und die Entladungsdauer 600  $\mu\text{s}$ . Der Entladungsstrom und die Spannung zwischen den Elektroden der Entladung waren zwischen 200  $\mu\text{s}$  und 500  $\mu\text{s}$  nach Entladungsbeginn, bis auf Welligkeiten von  $\pm 2\%$ , konstant. Die vom Plasma emittierte Strahlung besaß im Gegensatz zur umgesetzten elektrischen Leistung eine Zeitabhängigkeit. Im Zeitabschnitt 200  $\mu\text{s}$  bis 500  $\mu\text{s}$  nach Entladungsbeginn nahm die Elektronendichte um etwa 20% ab<sup>33,34</sup>. Die Temperatur war während dieser Zeit konstant und betrug 38 000 K. Diese Zeitabhängigkeit ist für die Untersuchungen dieser Arbeit ohne Bedeutung, nur müssen die Meßergebnisse in Abhängigkeit von der Entladungsdauer ermittelt werden. Experimentelle Anordnung und meßtechnische Einzelheiten sind in<sup>33</sup> und<sup>34</sup> beschrieben. Die Plasmaparameterbestimmung wurde in<sup>34</sup> beschrieben. Die Elektronendichte wurde aus dem Emissionskoeffizienten der Kontinuumsstrah-



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

lung bei 530 nm mit den in <sup>34</sup> angegebenen Gauntfaktoren gewonnen. Zur Auswertung eines unabhängig vom Gleichgewichtszustand des Plasmas geltenden Zusammenhanges  $T = f(n_e)$  [siehe Gl. (11) in <sup>34</sup>] wurden die Linien-Strahldichten  $L^L$  der He II-Linie 468,6 nm und der He I-Linie 501,6 nm photoelektrisch vermessen. Mit den Übergangswahrscheinlichkeiten nach Wiese <sup>35</sup> und Schiff et al. <sup>36</sup> ergeben sich aus  $L^L$  (468,6 nm) und  $L^L$  (501,6 nm) die Besetzungsanzahldichten  $n_4^+$  und  $n_3^0$  <sup>1P</sup> der angeregten Terme des He-Ions bzw. He-Atoms.

Die Strahldichte der Kontinuumsstrahlung bei  $\lambda = 530$  nm wurde sowohl photoelektrisch als auch photographisch gemessen. Die photoelektrischen Messungen wurden für die Zeiten 200  $\mu$ s, 300  $\mu$ s, 400  $\mu$ s und 500  $\mu$ s nach Entladungsbeginn ausgewertet. Da die Entladungsprozesse gut reproduzierbar waren, konnten die Linienprofile schrittweise vermessen werden. Bei den photographischen Messungen wurde mit einem rotierenden Sektor ein Bereich 250  $\mu$ s bis 450  $\mu$ s nach Entladungsbeginn ausgewählt. Die Profile der Linien He I 501,6 nm, He II 468,6 nm und He II 320,3 nm wurden photoelektrisch, die der He I-Linien 447,1 nm und 492,2 nm wurden photographisch ermittelt.

Das experimentell ermittelte Profil  $I_{\text{exp}}(\lambda)$  jeder Linie ist durch die Faltung von Apparate-, Doppler- und Stark-Effekt-Verbreiterung gegeben. Das Apparateprofil war durch ein Gauß-Profil der Halbwertsbreite 0,048 nm darstellbar. Die Faltung von Apparate- und Dopplerprofil ergab ein Gauß-Profil der Halbwertsbreite 0,059 nm für  $\lambda = 480$  nm bzw. 0,052 nm für  $\lambda = 320$  nm. Die Entfaltung von Apparate- und Dopplerprofil vom experimentell ermittelten Profil  $I_{\text{exp}}(\lambda)$  wurde nach Elste <sup>37</sup> durch Bestimmung der in <sup>37</sup> verwendeten Formfaktoren  $b_1$  und  $b_2$  durchgeführt. Die Entfaltung führt zu Korrekturen der Halbwertsbreiten von 2% für die He I-Linie 501,6 nm und 10% für die He II-Linie 468,6 nm.

Das Linienprofil  $I(\lambda)$  der He II-Linie 320,3 nm ist wie das der He I-Linien 447,1 nm und 492,2 nm  $H_\beta$ -ähnlich. Die Entfaltung wurde einzeln für die Linienflügel  $\Delta\lambda \geq S/2$  ( $\Delta\lambda$  = Abstand von der Linienmitte,  $S$  = Abstand der Kuppen), wie oben beschrieben, durchgeführt. Die Entfaltung führt bei dieser Linie zu einer Korrektur der Halbwertsbreite von 2%.

### 3. Diskussion

#### 3.1. Verbreiterung der He I-Linie 501,6 nm

Die Verbreiterung der He I-Linie  $\lambda = 501,6$  nm wurde in den Arbeiten <sup>13, 15, 18, 19, 24</sup> experimentell

untersucht. Theoretisch ergibt sich die Abhängigkeit der Halbwertsbreite  $\Delta\lambda_{1/2}$  der Linie nach der Näherungsformel der G.B.K.O.-Theorie <sup>4, 5</sup>. Die in die Näherungsformel eingehenden Parameter  $\alpha$  und  $w$  können den Tabellen in den Arbeiten <sup>3, 5, 38</sup> entnommen werden. Mit den Parametern von Griem <sup>5</sup> berechnete Zusammenhänge  $\Delta\lambda_{1/2} = f(n_e)$  sind in Abb. 1 für vier Temperaturen wiedergegeben. Mit den in <sup>3</sup> und <sup>38</sup> wiedergegebenen Parametern ergeben sich bei gegebener Elektronendichte bis zu 10% kleinere Halbwertsbreiten. In den Stoßwellen-Experimenten von Berg et al. <sup>15</sup> und Greig et al. <sup>18, 19</sup> wurde die G.B.K.O.-Theorie mit einer Unsicherheit von  $\pm 10\%$  bestätigt. In diesen Stoßwellen-Experimenten wurde  $n_e$  aus der Halbwertsbreite der  $H_\beta$ -Linie von zugemischtem Wasserstoff bestimmt, während die Temperatur aus dem Verhältnis  $H_\beta$ -Linienemissionskoeffizient zu Kontinuumsemissionskoeffizient ermittelt wurde.

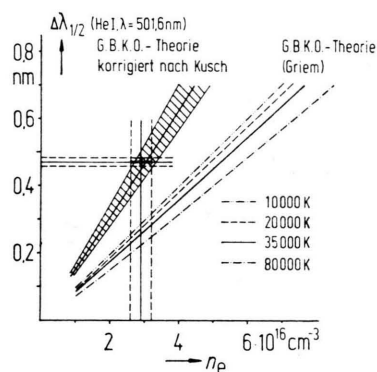


Abb. 1. Die Abhängigkeit der Halbwertsbreite der He I-Linie 501,6 nm von der Elektronendichte nach der G.B.K.O.-Theorie <sup>3, 5</sup> sowie nach den experimentellen Ergebnissen von Kusch <sup>24</sup> und dieser Arbeit.

Die experimentellen Ergebnisse von Kusch <sup>24</sup> (wandstabilisierte Kurzzeitentladung) liefern um den Faktor 1,7 kleinere  $n_e$ -Werte als die G.B.K.O.-Theorie. Kusch bestimmte  $n_e$  ebenfalls aus der Halbwertsbreite der  $H_\beta$ -Linie von zugemischtem Wasserstoff und verglich damit die aus den gemessenen He-Linienprofilen durch Vergleich mit den theoretischen Verteilungen <sup>5</sup> gewonnenen Werte. Die Temperatur war aus der Kontinuumsstrahlung mit dem von Kriener und Schlüter <sup>39</sup> berechneten  $\xi$ -Faktor zu 18 000 K ermittelt worden.

Mit dem von Kusch ermittelten Korrekturfaktor ergibt sich der in Abb. 1 schraffiert wiedergegebene Zusammenhang zwischen  $\Delta\lambda_{1/2}$  und  $n_e$ .

In dieser Arbeit wurde der in Abb. 1 für  $n_e = 2.9 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$  eingezeichnete Zusammenhang zwischen  $n_e$  und  $\Delta\lambda_{1/2}$  ermittelt. Die Unsicherheiten werden durch die Balkenlängen wiedergegeben. Der Vergleich der in Abb. 1 wiedergegebenen Ergebnisse zeigt, daß der experimentell von Kusch<sup>24</sup> für  $n_e = 1 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$  bis  $1 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$  ermittelte Zusammenhang zwischen  $n_e$  und  $\Delta\lambda_{1/2}$  durch diese Arbeit bestätigt wird und die G.B.K.O.-Theorie für die Linie 501,6 nm um den Faktor 1,7 zu große Elektronendichten ergibt. Die die G.B.K.O.-Theorie bestätigenden Arbeiten von Greig et al.<sup>18,19</sup> sind in Abb. 1 nicht wiedergegeben. Von Morris und Cooper<sup>26</sup> wurde die Stark-Effekt-Verschiebung der Linie 501,6 nm untersucht und mit den Ergebnissen der G.B.K.O.-Theorie<sup>5</sup> verglichen. Innerhalb einer Unsicherheit von  $\pm 20\%$  stellten sie Übereinstimmung fest.

### 3.2. Kuppenabstand in den He I-Linien

$\lambda = 447,1 \text{ nm}$  und  $\lambda = 492,2 \text{ nm}$

Foster<sup>40</sup> hat den Stark-Effekt dieser Linien im einzelnen berechnet und beobachtet. Die unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes hervortretenden verbotenen Komponenten zusammen mit den erlaubten Übergängen geben ein Linienprofil, das dem der  $H_\beta$ -Linie ähnelt (das Profil ist in Abb. 2 schematisch wiedergegeben). Unter Verwendung der statischen Theorie wurde das druckverbreiterte Profil der He I-

Linie 447,1 nm von Unsöld<sup>41</sup> berechnet. Die von Unsöld ermittelten Profilformen wurden von Wulff<sup>13</sup> und Sadjian et al.<sup>14</sup> experimentell bestätigt. Unter Verwendung der G.K.S.-Theorie<sup>1,2</sup> konnten Berg et al.<sup>15</sup> die experimentell ermittelten Halbwertsbreiten im Profil der He I-Linie 447,1 nm theoretisch bestätigen.

Die Elektronendichte-Abhängigkeit der Kuppenabstände  $S$  in den  $H_\beta$ -ähnlichen He-Linien wurde von Böttcher et al.<sup>16</sup> untersucht, wobei die Überlegungen von Sadjian et al.<sup>14</sup> bestätigt wurden. Der von Böttcher et al.<sup>16</sup> ermittelte Zusammenhang  $S = f(n_e)$  ist in Abb. 2 durch Kurve 1 wiedergegeben. Die Elektronendichte wurde in<sup>16</sup> aus Linienstrahllichtmessungen unter Verwendung des lokalen thermodynamischen Gleichgewichtes (LTE-Annahme) gewonnen. Nach den Untersuchungen von Einfeld und Sauerbrey<sup>34</sup> ergibt sich eine zweifache Überbesetzung des Grundzustandes der He-Atome in dem von Böttcher et al.<sup>16</sup> verwandten Kaskadenbogen. Unter Berücksichtigung dieser Überbesetzung verschieben sich die in Abb. 2 mit 1 gekennzeichneten Linien unwesentlich nach rechts.

Das Profil der Linie 447,1 nm wurde von Griem<sup>6</sup> (G.B.K.O.-Theorie), Barnard et al.<sup>7</sup> (B.C.S.-Theorie), Deutsch et al.<sup>12</sup> sowie Barnard et al.<sup>10</sup> (verbesserte B.C.S.-Theorie) berechnet.

Die Abhängigkeit  $S = f(n_e)$  nach Griem<sup>6</sup> ist in Abb. 2 durch Kurve 3, nach Deutsch et al.<sup>12</sup> durch Kurve 4 wiedergegeben. Die sich nach der B.C.S.-Theorie<sup>7</sup> und der verbesserten B.C.S.-Theorie<sup>10</sup> ergebenden Kuppenabstände stimmen innerhalb eines Unsicherheitsbereiches von  $\pm 2\%$  überein. Zur G.B.K.O.-Theorie nach Griem<sup>6</sup> geben die B.C.S.-Theorien<sup>7,10</sup> bis zu 4% kleine Kuppenabstände. Das Profil der He I-Linie 492,2 nm ist nach den B.C.S.-Theorien<sup>7,11</sup> berechnet worden. Die sich nach diesen Theorien ergebende Abhängigkeit  $S = f(n_e)$  ist in Abb. 2 durch Kurve 5 wiedergegeben. Die nach den Theorien ermittelten Kuppenabstände  $S$  stimmen innerhalb eines Unsicherheitsbereiches von  $\pm 2\%$  überein.

Die experimentellen Untersuchungen von Nelson und Barnard<sup>20</sup> bestätigen zwar die sich nach der G.B.K.O.-Theorie ergebende Abhängigkeit  $\Delta\lambda_{1/2} = f(n_e)$ , es bestehen jedoch Diskrepanzen vom Faktor 1,7 zwischen experimenteller und theoretischer Abhängigkeit  $S = f(n_e)$ . Der von Nelson und Barnard ermittelte Zusammenhang ist in Abb. 2 durch Kurve 2 wiedergegeben.

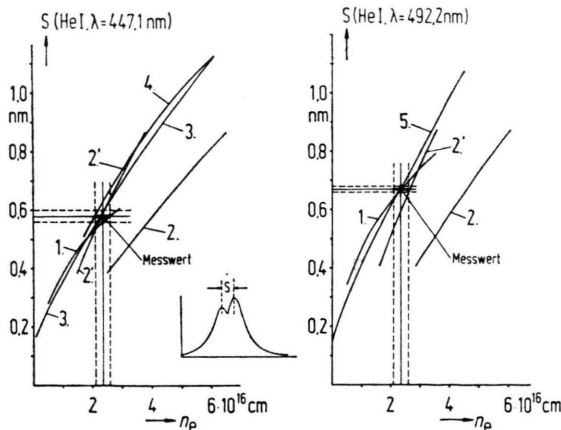


Abb. 2. Von verschiedenen Autoren ermittelte Abhängigkeit des Kuppenabstands  $S$  im Profil der He I-Linien 447,1 nm und 492,2 nm von der Elektronendichte [1. Böttcher et al.<sup>16</sup> (exper., LTE Annahme); 2. Nelson und Barnard<sup>20</sup> (exper.); 3. G.B.K.O.-Theorie (Griem<sup>6</sup>); 4. Deutsch et al.<sup>12</sup> (theor.); 5. B.C.S.-Theorie (Barnard et al.<sup>7,11</sup>)].



In den Experimenten von Nelson und Barnard<sup>20</sup> wurde die Elektronendichte aus der Halbwertsbreite der He I-Linie 388,9 nm (Übergang  $3^3P - 2^3S$ ) nach der G.B.K.O.-Theorie mit den Ergebnissen von Griem<sup>5</sup> und Cooper, Oertel<sup>8</sup> ermittelt. Wird der von Kusch und hier in Abschnitt 3.1 ermittelte Korrekturfaktor vom Betrage 1,7 zur G.B.K.O.-Theorie nach Griem<sup>5</sup> und Cooper, Oertel<sup>8</sup> angebracht, so ergibt sich aus den experimentellen Ergebnissen von Nelson und Barnard<sup>20</sup> der in Abb. 2 mit 2' bezeichnete Zusammenhang  $S = f(n_e)$ .

Der in dieser Arbeit ermittelte Zusammenhang zwischen  $S$  und  $n_e$  ist in Abb. 2 durch ein Balkenkreuz wiedergegeben. Die Balkenlängen geben die Meßunsicherheiten wieder. Der Vergleich der nach den verschiedenen Verfahren ermittelten Zusammenhänge  $S = f(n_e)$  zeigt, daß innerhalb der Meßunsicherheit eine gute Übereinstimmung vorhanden ist und der Korrekturfaktor vom Betrag 1,7 zur G.B.K.O.-Theorie für die Linien 501,6 nm und 388,9 nm bestätigt wird.

Die experimentell von Jenkins und Burgess<sup>23</sup> ermittelten Profile der genannten Linien sind schmäler als die nach der G.B.K.O.-Theorie, das Auftreten zweier Kuppen im Linienprofil wird in<sup>23</sup> nicht beobachtet, was mit dem Verhältnis Linienbreite zu Apparateprofilbreite von nur 3:1 begründet werden kann.

Die Profile der  $H_\beta$ -ähnlichen Linien wurden in<sup>21, 22, 27, 29</sup> im Elektronendichtebereich von  $10^{21} \text{ m}^{-3}$  bis  $10^{22} \text{ m}^{-3}$  gemessen. Die Ergebnisse von Drawin und Remette<sup>27</sup> bestätigen die G.B.K.O.-Theorie nach Griem<sup>6</sup> und Barnard et al.<sup>7</sup>, während in den Experimenten von Burgess und Cairns<sup>22</sup> sowie Barnard und Stevenson<sup>29</sup> die verbotene Komponente zu intensiv erscheint. Die neuere Theorie von Barnard, Cooper und Smith<sup>11</sup>, die speziell für den Elektronendichtebereich von  $10^{20} \text{ m}^{-3}$  bis  $10^{22} \text{ m}^{-3}$  durchgeführt wurde, ergibt jedoch übereinstimmende Ergebnisse mit den Arbeiten von Burgess et al.<sup>22</sup>, Barnard et al.<sup>29</sup> und Diatta et al.<sup>28</sup>.

### 3.3. Verbreiterung der He II-Linien $\lambda = 468,6 \text{ nm}$ und $\lambda = 320,2 \text{ nm}$

Die Profile der He-Linien 468,6 nm und 320,3 nm sind von Griem, Kolb und Shen<sup>1, 2</sup> (G.K.S.-Theorie) sowie von Kepple<sup>9</sup> nach der verbesserten G.K.S.-Theorie<sup>42</sup> berechnet worden.

Der Zusammenhang zwischen der Elektronendichte und der Halbwertsbreite  $\Delta\lambda_{1/2}$  des Profils von Stark-Effekt-verbreiterten Spektrallinien wird durch die Stark-Effekt-Konstante  $C$  beschrieben:

$$n_e = C \cdot \Delta\lambda_{1/2}^{3/2} \quad (6)$$

Die für die He II-Linien 320,3 nm und 468,6 nm bekannten Stark-Effekt-Konstanten sind in Abb. 3 wiedergegeben.

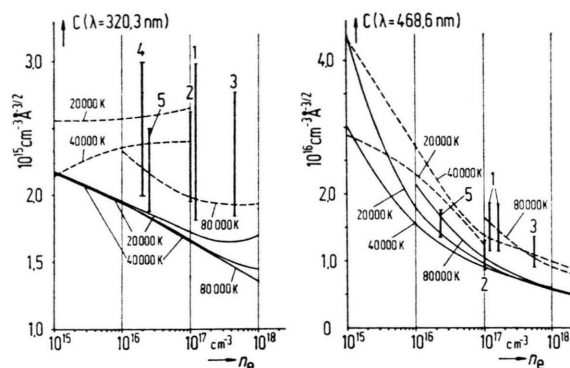


Abb. 3. Stark-Effekt-Konstante für die He II-Linien 468,6 nm und 320,3 nm in Abhängigkeit von der Elektronendichte. Die theoretischen Werte nach Griem, Kolb, Shen<sup>2, 5</sup> sind gestrichelt, die nach Kepple<sup>9</sup> durchgezogen eingezeichnet. Die experimentellen Ergebnisse 1. bis 5. sind bei den zugehörigen Elektronendichten durch ihre Unsicherheitsbereiche wiedergegeben (Berg et al.<sup>15</sup>,  $T \approx 4700 \text{ K}$ ; 2. Eberhagen und Wunderlich<sup>31</sup>,  $T \approx 100\,000 \text{ K}$ ; 3. Bogen<sup>32</sup>,  $T \approx 80\,000 \text{ K}$ ; 4. Jenkins und Burgess<sup>23</sup>,  $T \approx 40\,000 \text{ K}$ ; 5. diese Arbeit,  $T \approx 38\,000 \text{ K}$ ).

Die ersten quantitativen Bestimmungen von Halbwertsbreiten wurden von Berg et al.<sup>15</sup> in einem Stoßwellenrohr durchgeführt. Hieraus wurden die in Abb. 3 mit 1 bezeichneten Werte berechnet.  $T$  und  $n_e$  wurden in<sup>15</sup> aus dem Kontinuumsmissionskoeffizienten bestimmt, wobei nicht angegeben ist, welche Gaunt- bzw.  $\xi$ -Faktoren verwandt und bei welchen Wellenlängen die Kontinuumsstrahlung gemessen wurde. Die Ergebnisse von Eberhagen und Wunderlich<sup>31</sup>, Bogen<sup>32</sup> sowie Jenkins und Burgess<sup>23</sup> wurden an Pinchentladungen gewonnen. Bei Eberhagen und Wunderlich<sup>31</sup> sowie Bogen<sup>32</sup> war das Plasma vollständig ionisiert:  $n_e$  wurde mit den Gauntfaktoren von Karzas und Latter<sup>43</sup> aus der Kontinuumsstrahlung ermittelt. Jenkins und Burgess<sup>23</sup> bestimmten  $n_e$  interferometrisch. Die Ergebnisse der genannten Arbeiten und dieser Arbeit sind in Abb. 3 eingezeichnet.

Der Vergleich der in Abb. 3 wiedergegebenen Stark-Effekt-Konstanten zeigt, daß sich die experimentellen Werte innerhalb der angegebenen Unsicherheitsbereiche überlagern. Für die Linie 320,3 nm liegen die Mittelwerte der Arbeiten <sup>31</sup> und <sup>32</sup> oberhalb der nach G.K.S.-Theorie <sup>2, 5</sup> berechneten, während die Mittelwerte der Arbeiten <sup>15</sup> und <sup>23</sup> in guter Übereinstimmung mit der G.K.S.-Theorie sind. Der Mittelwert dieser Arbeit liegt zwischen den Werten der G.K.S.-Theorie <sup>2, 5</sup> und der verbesserten G.K.S.-Theorie <sup>9</sup>. Für die Linie 468,6 nm wird die verbesserte G.K.S.-Theorie <sup>9</sup> von Eberhagen und Wunderlich <sup>31</sup> bestätigt, während die von Berg et al. <sup>15</sup> und Bogen <sup>32</sup> ermittelten Stark-Konstanten in Übereinstimmung mit der G.K.S.-Theorie <sup>2, 5</sup> sind. Der hier ermittelte Wert liegt auch für diese Linie zwischen den Werten der genannten Theorien. Eine weitere Abstützung für die hier ermittelten Stark-Effekt-Konstanten der He II-Linien 468,6 nm und 320,2 nm besteht darin, daß sich mit den daraus ermittelten Elektronendichten und den gemessenen Strahldichten je einer Atom- und Ionenlinie die von Drawin und Emard <sup>44, 45</sup> berechneten Gleichgewichtsabweichungen bestätigen ließen <sup>33</sup>.

#### 4. Zusammenfassung

Die  $n_e$ -Bestimmung aus dem Emissionskoeffizienten  $\varepsilon_\lambda^K$  der Kontinuumsstrahlung und die  $n_e$ -Bestimmung aus der Stark-Effekt-Verbreiterung einer Reihe von Spektrallinien zeigt gute Übereinstimmung. Aus experimentellen Gründen ist in reinen He-Plasmen die  $n_e$ -Bestimmung aus  $\varepsilon_\lambda^K$  der aus Stark-Effekt-verbreiterten Spektrallinien vorzuziehen. Bestätigt wird in dieser Arbeit der sich aus der G.B.K.O.-Theorie ergebende Kuppenabstand in den Profilen der He I-Linien 447,1 nm und 492,2 nm <sup>6, 7, 12</sup>. Nicht bestätigt wird die G.B.K.O.-Theorie für die Linie 501,6 nm, der von Kusch hierfür gewonnene Korrekturfaktor wurde in dieser Arbeit hingegen bestätigt. Dies steht im Gegensatz zu den Arbeiten <sup>18</sup> und <sup>19</sup>, die Übereinstimmung mit der G.B.K.O.-Theorie finden. Die Verbreiterungstheorien für die He II-Linien 320,3 nm und 468,6 nm sind nicht zufriedenstellend. Die Unified-Theorie, die gute Ergebnisse für die Verbreiterung der Wasserstofflinien <sup>46</sup> ergibt, wurde zwar von Cooper et al. <sup>47-49</sup> für Helium angewandt, für die untersuchten Linien liegen jedoch keine Verbreiterungsdaten vor.

- <sup>1</sup> H. R. Griem, A. C. Kolb u. K. Y. Shen, Phys. Rev. **116**, 4 [1959].
- <sup>2</sup> H. R. Griem, A. C. Kolb u. K. Y. Shen, U. S. Naval Res. Lab. Rept. 5805 [1962].
- <sup>3</sup> H. R. Griem, M. Baranger, A. C. Kolb u. G. Oertel, Phys. Rev. **125**, 117 [1962].
- <sup>4</sup> H. R. Griem, Phys. Rev. **128**, 515 [1962].
- <sup>5</sup> H. R. Griem, Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill, New York 1964.
- <sup>6</sup> H. R. Griem, Astrophys. J. **154**, 1111 [1968].
- <sup>7</sup> A. J. Barnard, J. Cooper u. L. J. Shamey, Stron. u. Astrophys. **1**, 28 [1969].
- <sup>8</sup> J. Cooper u. G. K. Oertel, Phys. Rev. **180**, 286 [1969].
- <sup>9</sup> P. C. Kepple, Phys. Rev. **6 A**, 1 [1972].
- <sup>10</sup> A. J. Barnard, J. Cooper u. E. W. Smith, J. Quant. Spectr. Rad. Transf. **14**, 1025 [1974].
- <sup>11</sup> A. J. Barnard, J. Cooper u. E. W. Smith, J. Quant. Spectr. Rad. Transf. **15**, 429 [1975].
- <sup>12</sup> C. Deutsch, M. Sassi u. G. Couland, Ann. Phys. **83**, 1 [1974].
- <sup>13</sup> H. Wulff, Z. Physik **150**, 614 [1958].
- <sup>14</sup> H. Sadjian, H. K. Wimmel u. H. Magenau, J. Quant. Spectr. Rad. Transf. **1**, 46 [1961].
- <sup>15</sup> H. F. Berg, A. W. Ali, R. Lincke u. H. R. Griem, Phys. Rev. **125**, 199 [1961].
- <sup>16</sup> H. Böttcher, O. Roder u. K. H. Wobig, Z. Physik **175**, 480 [1963].
- <sup>17</sup> O. Roder u. A. Stampa, Z. Physik **178**, 348 [1964].
- <sup>18</sup> J. R. Greig, C. P. Lim, G. A. Moo-Young, G. Palumbo u. H. R. Griem, Phys. Rev. **172**, 148 [1968].
- <sup>19</sup> J. R. Greig u. L. A. Jones, Phys. Rev. **1 A**, 1261 [1970].
- <sup>20</sup> R. H. Nelson u. A. J. Barnard, J. Quant. Spectr. Rad. Transf. **11**, 161 [1971].
- <sup>21</sup> I. W. Birkeland, M. E. Bacon u. W. G. Braun, Phys. Rev. **3 A**, 354 [1971].
- <sup>22</sup> D. D. Burgess u. C. J. Cairns, J. Phys. B **4**, 1364 [1971].
- <sup>23</sup> I. E. Jenkins u. D. D. Burgess, J. Phys. B **4**, 1353 [1971].
- <sup>24</sup> H. J. Kusch, Z. Naturforsch. **26 a**, 1970 [1971].
- <sup>25</sup> L. A. Jones, J. R. Greig, T. Oda u. H. R. Griem, Phys. Rev. **4 A**, 833 [1971].
- <sup>26</sup> R. N. Morris u. J. Cooper, Can. J. Phys. **51**, 1746 [1973].
- <sup>27</sup> H. W. Drawin u. J. Ramette, Z. Naturforsch. **29 a**, 838 [1974].
- <sup>28</sup> C. S. Diatta, A. Czernichowski u. J. Chapelle, Z. Naturforsch. **30 a**, 900 [1975].
- <sup>29</sup> A. J. Barnard u. D. C. Stevenson, J. Quant. Spectr. Radiat. Transf. **15**, 123 [1975].
- <sup>30</sup> H. F. Berg, Z. Physik **191**, 503 [1966].
- <sup>31</sup> A. Eberhagen u. R. Wunderlich, Z. Physik **232**, 1 [1970].
- <sup>32</sup> P. Bogen, Z. Naturforsch. **25 a**, 1151 [1970].
- <sup>33</sup> D. Einfeld, Dissertation, Technische Universität Berlin 1974.
- <sup>34</sup> D. Einfeld u. G. Sauerbrey, Z. Naturforsch. **30 a**, 1413 [1975].
- <sup>35</sup> W. L. Wiese, M. W. Smith u. B. M. Glennon, Atomic Transition Probabilities, Vol. 1, NSRDS-NBS 4 (U.S. Govt. Printing Office, Washington, D. C., 1966).
- <sup>36</sup> B. Schiff, C. L. Perkeris u. Y. Accard, Phys. Rev. **A 4**, 885 [1971].
- <sup>37</sup> G. Elste, Z. Astrophys. **33**, 39 [1953].
- <sup>38</sup> S. M. Benett u. H. R. Griem, Technical Report 71-097, Department of Physics and Astronomy, University of Maryland, Maryland.

- <sup>39</sup> H. Kriener u. D. Schlüter, Z. Astrophys. **67**, 165 [1967].  
<sup>40</sup> J. S. Foster, Proc. Roy. Soc. London **A 117**, 137 [1927].  
<sup>41</sup> A. Unsöld, Z. Astrophys. **23**, 756 [1944].  
<sup>42</sup> R. Kepple u. H. R. Griem, Phys. Rev. **173**, 317 [1968].  
<sup>43</sup> W. J. Karzas u. R. Latter, Astrophys. J. Suppl. VI, **55**, 167 [1961].  
<sup>44</sup> H. W. Drawin u. F. Emard, Z. Physik **243**, 326 [1971].  
<sup>45</sup> H. W. Drawin u. F. Emard, Z. Physik **253**, 100 [1972].  
<sup>46</sup> G. Fußmann, J. Quant. Spectr. Rad. Transf. **15**, 791 [1975].  
<sup>47</sup> R. L. Greene, J. Cooper u. E. W. Smith, J. Quant. Spectr. Rad. Transf. **15**, 1025 [1975].  
<sup>48</sup> R. L. Greene u. J. Cooper, J. Quant. Spectr. Rad. Trans. **15**, 1037 [1975].  
<sup>49</sup> R. L. Greene u. J. Cooper, J. Quant. Spectr. Rad. Transf. **15**, 1045 [1975].