

ГАЗЫ В СОСТОЯНИИ ПЛАЗМЫ. I¹⁾

Р. Ромпе, и М. Штеенбек

VIII. ИЗОТЕРМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА

а. Вычисление концентрации компонент

Одноатомный газ. Предполагая наличие полного теплового равновесия, можно вычислить концентрации компонент плазмы, т. е. концентрации возбужденных атомов, ионов и электронов. Вычисление концентрации световых квантов легко произвести для того случая, когда оптическое протяжение плазмы столь велико, что излучение можно рассматривать как «черное». В этом случае плотность излучения в плазме равна плотности излучения абсолютно черного тела, находящегося при той же температуре^{309, 409, 527}. Черное излучение не является, однако, необходимым условием теплового равновесия (см. раздел IX, а).

Для того чтобы вычислить концентрации, надо знать, кроме температуры T , величины энергии возбуждения E_v , потенциалы ионизации E^* , а также давление p или концентрацию атомов N . Кроме того, можно, конечно, вычислить хорошо известным путем из максвелловского распределения скоростей относительные скорости или относительные энергии атомов, ионов и электронов.

Для вычисления числа возбужденных атомов можно согласно статистической физике воспользоваться распределением Больцмана:

$$N_v = N_0 \cdot \bar{g}_v \cdot e^{-\frac{E_v}{kT}}, \quad (8a, 1)$$

где N_v — число атомов, возбужденных до состояния с энергией E_v (измеренной по отношению к основному состоянию), N_0 — число атомов в основном состоянии, $\bar{g}_v$ — отношение статистических весов и k — постоянная Больцмана. Величина $\bar{g}_v$ равна отношению статистических весов терма v и основного состояния. Эти величины вычисляются для атомов с одним или двумя валентными электронами из суммарного импульса j терма:

$$g_v = 2j_v + 1. \quad (8a, 2)$$

Величины j_v могут быть взяты из схемы термов^{59, 182}; они равны для основных терм

¹⁾ Ergebn. d. exa-
Успехи физич. наук,

Это уравнение практически применимо до тех пор, пока справедливо положение, что большинство атомов находится в основном состоянии и что N_0 можно принять равным N — полному числу атомов. Пределы применимости определяются двумя факторами: прежде всего при малых $\frac{E^*}{kT}$ имеется значительное число атомов, находящихся в возбужденном состоянии; далее, число атомов уменьшается также благодаря ионизации, так что:

число атомов + число ионов = числу атомов при малых температурах.

Число ионов или электронов можно вычислить также в предположении пренебрежимо малого числа возбужденных атомов по сравнению с числом атомов в основном состоянии из формулы Шаха ¹⁾ 105, 119, 397, 426, 452, 527

$$\frac{c^2}{1-c^2} = \frac{(2\pi m)^{\frac{3}{2}}}{h^3 p} (kT)^{-\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{E^*}{kT}}; \quad (8a, 3)$$

здесь c — степень ионизации, т. е. отношение числа ионов к общему числу атомов, существующих в холодном состоянии, m — масса электрона, k — постоянная Больцмана, T — температура, E^* — потенциал ионизации, h — постоянная Планка и p — давление.

Из уравнения (8a, 3) следует, что число ионов может быть при достаточно высоких температурах или низких давлениях больше числа атомов; поэтому ошибка, совершаемая пренебрежением ионизации при подсчете абсолютного числа возбужденных атомов, может быть очень значительна ⁴⁸⁰.

Для учета числа атомов, возбужденных до уровня i , рассмотрим вероятность A_i i -го терма атома

$$A_i = \frac{e^{\frac{E^*}{kT}}}{Z} g_i e^{-\frac{E_i}{kT}}, \quad (8a, 4)$$

где g_i — статистический вес терма i . Так как $\frac{g_i}{g_0} = \bar{g}_i$, то для относительного распределения атомов по возбужденным термам уравнение (8a, 4) выражает то же, что и (8a, 1).

Величина Z в уравнении (8a, 4) есть сумма состояний; последняя

$$Z = \sum_i g_i e^{-\frac{E_i}{kT}} \quad (8a, 5)$$

может быть вычислена, если только суммирование ограничивается наиболее низкими термами. Точное вычисление невозможно потому, что сумма расходится при больших значениях индекса суммирования. Для устранения трудностей в вычислении был предложен ряд рецептов ^{28, 135, 154, 214}. В этих исследованиях принимается, что при заданной плотности на долю каждого атома приходится ограничен-

¹⁾ Если атомы или молекулы подчиняются классической статистике, то правая часть уравнения (8a, 3) должна быть помножена на $e = 2.718$; ср. Е. Шредингер ⁴⁶¹; М. Планк (Sitzgsber. preuss. Akad. Wiss., Phys.-math. Kl., № 19/24, 442, 1925).

ный объем, из-за чего невозможно существование высоко возбужденных атомов (соседние атомы мешают существованию очень больших путей электронов). Однако, из исследований ширины линий $3, 136, 160$ известно, что даже когда путь атомного электрона охватывает несколько соседних атомов, имеется лишь незначительное искажение атомного терма; поэтому выбор терма, на котором обрывается суммирование, несколько произволен. Указанное соображение будет иметь смысл лишь в случае очень сильных междомолекулярных полей, т. е. при больших концентрациях носителей (см. VIII, е).

Все же для всех встречающихся на практике случаев возможно производить вычисление суммы состояний до $i = 5 - 7$, если, как это делал Планк ⁴¹⁰, учитывать при вычислении относительной вероятности состояния уменьшение концентрации атомов из-за начинающейся ионизации. Тогда обобщенная сумма состояний $\tilde{Z}$ принимает следующий вид ¹⁾:

$$\tilde{Z} = \left(\frac{(2\pi mkT)^{\frac{3}{2}}}{c^2 N \cdot h^3} \right)^c \left(\frac{1}{1-c} \sum_n g_n e^{-\frac{E_n}{kT}} \right)^{1-c}. \quad (8a, 6)$$

Здесь m — масса электрона, N — концентрация атомов в холодном состоянии, $h = 6,55 \cdot 10^{-27}$; E_n — энергия терма, отрицательная по отношению к энергии ионизации, и c — степень ионизации, которая может быть взята из уравнения (8а, 3). В случае, когда и при ионизации надо учитывать влияние возбужденных термов, вместо уравнения (8а, 3) надо принять следующее:

$$\frac{c^2}{1-c^2} = \frac{g_0 (2\pi m)^{\frac{3}{2}} (kT)^{\frac{5}{2}} e^{-\frac{E^*}{kT}}}{h^3 p \left(\sum_n g_n e^{-\frac{E_n}{kT}} \right)}. \quad (8a, 7)$$

Сумма состояний, стоящая в знаменателе, берется до значения i порядка 5.

Из (8а, 7) следует, что степень ионизации максимальна, когда все атомы находятся в основном состоянии; в этом случае $Z = \sum_n = g_0$. Если имеется значительное число возбужденных атомов, то $\sum_n > g_0$, т. е. степень ионизации уменьшается.

Этим путем удастся определить величины A_i с требующейся на практике точностью, если только известны потенциалы возбуждения, потенциал ионизации и статистические веса термов. На рис. 6 — 9 даны примеры произведенных расчетов ⁴³⁰ для ртути и водорода. Из представленных на рисунках кривых следует, что при малых давлениях (1 тор) общее число возбужденных атомов при температурах несколько выше $10\,000^\circ$ составляет лишь небольшую часть (для ртути одну тысячную, а для водорода одну сотысячную) от числа ионов. При высоких давлениях, для ртути при 10^4 тор, число возбужденных атомов доходит до $10^0/0$ от числа ионов; число невозбужденных атомов

¹⁾ Для случая классической статистики в первую скобку надо ввести фактор $e = 2,718...$ (см. предыдущую сноску).

может стать при температурах выше $5 \cdot 10^2$ меньше числа возбужденных и ионизированных атомов.

Подобным же образом можно рассчитать возбуждение и ионизацию иона и т. д. Эти вычисления имеют значение для плазмы звездной атмосферы, рассматриваемой в астрофизике, и кладутся в основу классификации звезд^{450, 453, 527}. В земных условиях подобные случаи можно ожидать в разрядах при крайне низком давлении, что возможно в высокочастотной технике³⁴⁸.

При этих вычислениях молчаливо принимается, что сама плазма не оказывает обратного действия на атомные константы, т. е. на

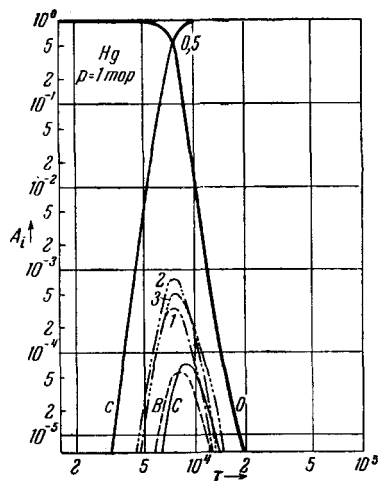


Рис. 6. Ртуть

$p=1$ тор; относительная вероятность A_i термов: 0 — 1^1S_0 ; 1 — 2^1P_1 ; 2 — 2^3P_1 ; 3 — 2^3P_2 ; B — все термы между 6,1 и 8,1 В; C — все термы между 8,1 и 9,8 В; c — степень ионизации³⁴⁸

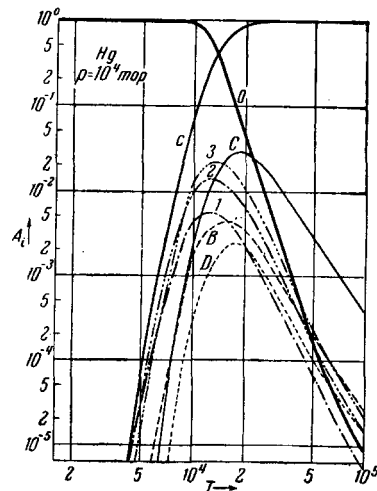


Рис. 7. Ртуть

$p=10^{-4}$ тор. Обозначения см. на рис. 6³⁴⁸

величины потенциалов возбуждения и ионизации. Это положение можно рассматривать лишь условно. Как было показано в разделе II, внутри плазмы возникают значительные электрические поля. Они могут достигнуть величины, достаточной для оказания влияния на связь электрона; прежде всего это будет в случае электрона, находящегося на удаленной орбите, мало притягивающегося атомным остатком. Кроме того, благодаря взаимодействию отдельных компонент плазмы, например, образованию молекул, нестабильных в нормальном состоянии, могут существенно измениться энергии возбуждения. Имеются прямые и ясные указания на то, что в ряде случаев потенциал ионизации отличается от этой величины для изолированного атома и притом меньше ее. Об этом подробнее будет сказано ниже (см. VIII, е).

Двухатомные газы. Для газа двухатомных молекул надо учитывать, кроме распределения по электронным уровням и ионизации, также распределение по вращательным и колебательным уровням и степень диссоциации.

Точное вычисление с учетом сосуществования отдельных компонент (как для атомного газа) до сих пор не проведено, хотя принципиально возможно. Мы ограничимся тем, что приведем выражения для относительной вероятности колебательных и вращательных уровней, а также для степени диссоциации^{134, 544, 563}. Распределение молекул по колебательным уровням есть бoльцмановское распределение:

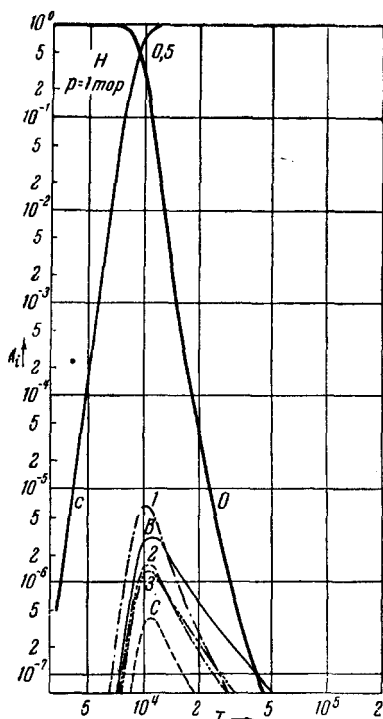


Рис. 8. Относительная вероятность A_i для H -термов при давлении 1 тор

Обозначения см. на рис. 9

$$N_n = N_0 e^{-\frac{\omega_n}{T}}, \quad (8a, 8)$$

где ω_n — энергия n -го уровня, N_0 — число молекул в наиболее низком

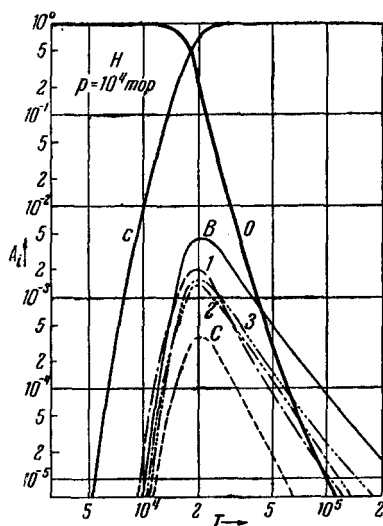


Рис. 9. Относительная вероятность A_i для H -термов при давлении 10^4 тор

0 — нормальное состояние; 1 — главное квантовое число $n = 2$; 2 — $n = 3$; 3 — $n = 4$; B — $n = 5 + 6$; C — $n = 7$ до ∞ ; c — степень ионизации

колебательном уровне. Колебательная энергия гармонического осциллятора равна

$$\omega_n = \frac{hc}{2\pi} \omega_0 \left(v + \frac{1}{2} \right); \quad v = 1, 2, 3, \dots,$$

где ω_0 — основное колебание молекулы. Распределение по вращательным уровням представляется формулой ($^1\Sigma$ -терм):

$$N_j = 2(j+1) e^{-\frac{chB}{kT} j(j+1)} B = \frac{h}{8\pi^2 c \cdot J}, \quad (8a, 9)$$

$j = 1, 2, 3, \dots$; J — момент инерции молекулы.

Для молекул, состоящих из одинаковых атомов, степень диссоциации может быть приближенно представлена уравнением, аналогичным (8а, 3) ²⁴⁶:

$$\frac{x^2}{1-x^2} p = \frac{(2\pi)^{\frac{1}{2}}}{8} \frac{k^{\frac{3}{2}}}{h} \left(1 - e^{-\frac{Q_{\text{дисс}}}{kT}} \right) \frac{M^{\frac{3}{2}}}{J} \cdot T^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{Q_{\text{дисс}}}{kT}}. \quad (8а, 10)$$

Здесь $Q_{\text{дисс}}$ — энергия диссоциации, M — масса атома, J — момент инерции молекулы. В уравнении (8а, 10) учитывается вращение молекул и не учитывается колебание ядер. Возможен строгий подсчет степени диссоциации, учитывающий и колебание ядер и вращение молекул, при помощи данной Риве обобщенной суммы состояния для двухатомной молекулы ¹⁾.

Общий характер температурной зависимости для отдельных компонент будет примерно таким же, как и при ионизации. Следует впрочем ожидать уменьшения числа молекул при много более низких температурах, чем это имеет место при ионизации с той же характеристической температурой (в формулу ионизации входит масса тяжелых частиц).

Многоатомные газы. В этих случаях вычисление намного труднее и большей частью невозможно ввиду неудовлетворительных сведений о соответствующих молекулярных константах. Однако, на основании сказанного выше об одноатомных и двухатомных газах возможно качественное рассмотрение проблем, относящихся ко многоатомным молекулам.

б. Удельная теплоемкость плазмы

Удельная теплоемкость газа при постоянном объеме равна

$$c_v = \frac{dE}{dT}; \quad (8б, 1)$$

здесь E — энергия газа и T — температура его. Удельная теплоемкость идеального газа при постоянном давлении вычисляется, как известно, по формуле

$$c_p = c_v + \frac{3}{2} Nk. \quad (8б, 2)$$

При малых температурах теплоемкость c_v идеальных газов есть константа, потому что энергия газа состоит лишь из кинетической энергии атомов, а последняя пропорциональна T . В случае неидеального газа, например, двухатомного или трехатомного, в состав энергии входят при повышенной температуре энергии колебания и вращения молекул. Удельная теплоемкость такого газа возрастает с температурой характерным образом; кривая теплоемкости для двухатомных молекул, построенная с помощью определенных спектроскопически молекулярных констант ω_0 , J , $Q_{\text{дисс}}$ (см. VIII, а), находится в хорошем согласии с опытом ²⁾.

По аналогии с возбуждением внутренних степеней свободы в молекулярном газе, приводящем к увеличению удельной теплоемкости

¹⁾ Сводка формул, необходимых для этого несколько утомительного подсчета, дана в работе К. Риве ⁴²⁹. См. также ²³⁵, ⁴²⁷, ⁴²⁸.

²⁾ Укажем на несколько обзорных работ ²³⁵, ²⁸⁷, ⁴⁶⁰, ⁵⁶⁶—⁵⁷⁰.

можно ожидать такого же явления и для атомного газа благодаря возбуждению или ионизации атомов при достаточно высоких температурах. Диссоциация молекулярного газа создает дополнительное увеличение теплоемкости. Если ясно представить себе, что при малых давлениях резкие изменения степени ионизации и степени диссоциации с температурой возможны уже при относительно низких температурах и что энергия, освобождающаяся при каждом элементарном процессе ионизации и диссоциации, в огромное число раз

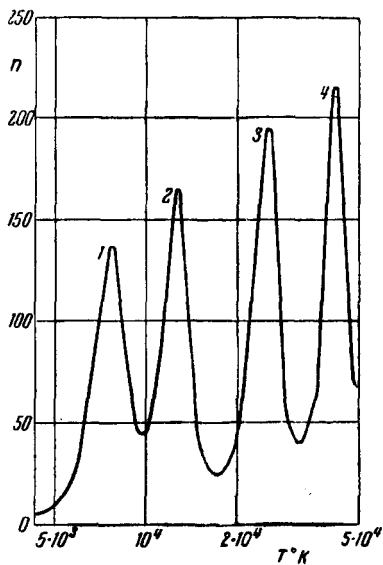


Рис. 10. Схематическое изображение температурной зависимости теплоемкости c_p для первых четырех ступеней возбуждения атомов ртути. n — кратное $\frac{k}{2}$ (по²⁹⁷)

растание удельной теплоемкости; уменьшение числа неионизированных или недиссоциированных частиц приводит при увеличении температуры к убыванию удельной теплоемкости до ее прежнего значения.

Максимум имеет место при степенях ионизации или диссоциации порядка 0,6.

При вычислении удельной теплоемкости с учетом ионизации и диссоциации исходят из формулы:

$$c = k \frac{d}{dT} \left(T^2 \frac{d}{dT} \ln Z \right), \quad (8b,3)$$

где Z — сумма состояний. При учете ионизации для Z используется формула Планка (8а, 6); при учете диссоциации — формулы Риве^{427, 428}.

больше колебательной и вращательной энергий молекулы, то можно в этих случаях ожидать чрезвычайно резкого возрастания теплоемкости. Меглихом, Риве и Ромпе³⁶³ было установлено значительное изменение кривых теплоемкости при учете внутренних степеней свободы молекулы. Например, при возбуждении колебания молекулы удельная теплота c_v увеличивается от значения $\frac{3}{2} k$ до $\frac{5}{2} k$ и при дальнейшем увеличении температуры остается постоянной; учет ионизации и диссоциации показывает возрастания удельной теплоемкости на величины до $250 \frac{k}{2}$, с последующими возвращениями к нормальным значениям, правда соответствующим увеличившемуся числу частиц (рис. 10).

Это обстоятельство нетрудно понять: возбуждение внутренних степеней свободы повышает энергию газа при неизменном числе частиц, а поэтому вызывает воз-

с. Элементарные процессы в изотермической плазме

Концентрации компонент плазмы, которые вычислялись в разделе VIII, а, суть средние во времени величины; они получаются тем точнее, чем больше время наблюдения. Мы перейдем теперь к детальному изучению строения плазмы. При этом надо рассмотреть длительные взаимодействия, имеющие место между различными компонентами плазмы¹⁾. Как известно, отдельные составные части газа находятся в постоянном движении, причем в некоторые моменты времени расстояния между двумя частицами становятся очень малыми — порядка 0,001 — 0,0001 от среднего расстояния.

Силы взаимодействия незаряженных частиц столь быстро падают с расстоянием, что действие нейтральных частиц, находящихся на среднем расстоянии, можно практически положить равным нулю. Силовое взаимодействие между такими частицами начинается лишь тогда, когда частицы приближаются друг к другу на расстояние, много меньше среднего. В результате взаимодействия изменяются траектории частиц, происходит обмен энергией и импульсом. Подобное взаимодействие называют упругим ударом, подчеркивая аналогию с соударением упругих шаров.

Подобное представление взаимодействия нейтральных частиц возможно потому, что силы отталкивания²⁰⁷, действующие между ними, возникают на расстояниях лишь порядка ангстрема и падают экспоненциально с увеличением расстояния. Резкость падения кривой взаимодействия позволяет говорить об определенном протяжении атома или молекулы и ввести понятие «газокинетического радиуса» элементарных частиц. Эта величина вводится в расчет числа соударений в качестве радиуса упругого шара при замене реального случая механической моделью. Описанная модель взаимодействия не учитывает слабых сил притяжения, так называемых ван-дер-ваальсовых сил, которые возникают как следствие поляризуемости атомов и убывают пропорционально седьмой степени расстояния^{328, 329}. Между однородными атомами действуют силы ван-дер-Ваальса особого рода — так называемые «дипольные резонансные силы», — они пропорциональны $\frac{1}{r^4}$. При соударении заряженных частиц решающими являются кулоновы силы, т. е. электрическое отталкивание или притяжение зарядов. Путем сложного усреднения можно во всех этих случаях ввести эффективный радиус, соответствующий газокинетическому [см. об этом раздел II (микрополе)].

При взаимодействии частиц с высокими относительными энергиями, кроме переноса энергии и импульса, возможно возбуждение или ионизация и диссоциация атома или молекулы. Эти удары называются «неупругими», так как кинетическая энергия частиц целиком или частично переходит во внутреннюю энергию атома. Эффективный радиус для подобных процессов определяется соотношением

$$\pi R^2 = \frac{Z}{N^2 v}, \quad (8c, 1)$$

¹⁾ Обзоры по данному вопросу 158, 181, 368, 527.

где N — число атомов, Z — число актов возбуждения или ионизации в 1 сек. и v — относительная скорость частиц.

В дальнейшем для описания взаимодействия между составными частями плазмы мы будем пользоваться величиной S , обозначая этим символом число актов (возбуждения или ионизации), приходящихся в среднем в 1 сек. на каждую ударяющую и ударяемую частицу. Зависимость S от R и v дается равенством

$$S = \int_0^{\infty} \pi R^2(v) N(v) v dv, \quad (8с, 2)$$

где $R(v)$ — эффективный радиус, зависящий от относительной скорости, $N(v)$ — функция распределения относительных скоростей частиц¹⁾.

Общее число ударов, например, таких, при которых атомы переходят при ударе электрона из основного состояния в возбужденное k , равно

$$Z_{0k} = N_0 \cdot N_- \cdot S_{0k}, \quad (8с, 3)$$

где N_0 — число атомов в нормальном состоянии, N_- — общее число электронов, $S_{0k} = \int \pi R_{0k}^2 N_-(v) v dv$, R_{0k} — радиус для возбуждения электронным ударом, $N_-(v)$ — распределение скоростей электронов. Подобные выражения могут быть составлены для возбуждения при соударении с атомом, для ионизации и т. д. Число эффективных соударений всегда определяется концентрациями взаимодействующих частиц, их относительными скоростями и эффективными радиусами для соответствующего процесса. Распределение скоростей частиц в плазме совпадает точно или приближенно с максвелловским распределением; поэтому величинами, непосредственно определяющими отдельные процессы, являются S , а «функции возбуждения» $R(v)$, определяемые при малых плотностях и в узком интервале энергий, соответствуют им лишь косвенно²⁾. Поэтому может случиться, что процесс с меньшими значениями функции возбуждения, по сравнению с другими, происходит в плазме более часто благодаря более благоприятному распределению скоростей ударяющих частиц, дающему величине S большее значение.

Взаимодействие атомов, ионов и электронов приводит к непрерывному новообразованию возбужденных атомов, ионов и электронов. В стационарном случае изотермической плазмы концентрации частиц суть постоянные, зависящие лишь от температуры, величины; поэтому наряду с процессами взаимодействия, приводящими к новообразованию частиц, должны существовать процессы их исчезновения, непрерывно компенсирующие это новообразование. Это обстоятельство мы рассмотрим на примере поведения в плазме возбужденных атомов;

¹⁾ Вычисление значения S для неупругих ударов (возбуждение + ионизация) в благородных газах было проведено Мирделем³⁴⁹; в основу были положены эффективные радиусы Майера — Лейбница³³⁹. Иные эффективные радиусы, полученные опытным путем, даны в работах²⁵¹ и¹¹⁹.

²⁾ О функциях возбуждения см. В. Ганле и К. Лархе²⁰³.

пусть возбужденные атомы находятся на уровне k с энергией E_k . Существует большое число процессов, посредством которых атомы переходят на k -уровень; имеют место также процессы, уводящие атомы с уровня k . К первым относятся следующие процессы:

1. Соударения атомов, находящихся на уровнях $i < k$, $E_i < E_k$, с электронами; при этом электрон передает атому энергию $E_k - E_i > 0$, благодаря которой атом переходит на k -уровень. Подобные соударения называют ударами первого рода; число их в 1 сек. равно:

$$\text{число ударов первого рода} = \sum_{i=0}^{k-1} N_i \cdot N_- \cdot S_{ik}^I, \quad (8с, 4)$$

где N_i — концентрация атомов, находящихся на уровне i , N_- — число электронов, S_{ik}^I — число эффективных ударов электрона (в 1 сек. на один атом), переводящих атом из состояния i в состояние k .

2. Соударения атомов, находящихся в состояниях с большими энергиями $E_j > E_k$, с электронами; при этом электрон получает от атома энергию, а атом переходит на уровень k . Число этих процессов в 1 сек. равно:

$$\text{число ударов второго рода} = \sum_{k+1}^{\infty} N_j \cdot N_- \cdot S_{kj}^{\text{II}}, \quad (8с, 5)$$

где N_j — концентрация атомов в состоянии j , S_{kj}^{II} — число эффективных соударений электронов с атомами, при которых электроны приобретают энергию $E_j - E_k$ (на соударение).

Подобные процессы называют ударами второго рода.

3. Подобным же образом на число атомов, находящихся в k -состоянии, могут влиять удары первого и второго рода атомов с ионами, со световыми квантами и с нейтральными атомами, а также соударения ионов и электронов (рекомбинация). Для этих процессов можно составить формулы, аналогичные приведенным выше.

Кроме процессов, непрерывно увеличивающих число N_k , существуют процессы, уменьшающие эту величину. Приведем формулы для тех из них, в которых атом соударяется с электроном. Удары первого рода переводят рассматриваемые атомы N_k на более высокие уровни; число таких ударов

$$N_k \cdot N_- \cdot S_{kj}^I, \quad (8с, 6)$$

Удары второго рода переводят атомы на более низкие уровни; число таких ударов

$$N_k \cdot N_- \cdot S_{ki}^{\text{II}}, \quad (8с, 7)$$

Подобные соотношения могут быть установлены и для остальных взаимодействий.

Наше требование, чтобы N_k при наблюдении в течение большого промежутка времени оставалось постоянным, означает лишь то, что число вновь образовавшихся атомов равно числу атомов, ушедших из состояния k . Значительно дальше ведет нас принцип детального

равновесия. Этот принцип утверждает, что происходит не только суммарная компенсация атомов, ушедших из состояния k , атомами, переходящими в это состояние, но и уравнивание (в среднем во времени) каждого из процессов, уводящих атом с k -уровня, таким же обратным процессом, переводящим атом на k -уровень.

Рассмотрим определенные соударения первого рода между электронами и атомами, а именно такие, при которых электрон с энергией $\epsilon > |E_k - E_i|$ при соударении с атомом i создает атом k . Число таких ударов равно:

$$N_i N_- (\epsilon) \cdot S_{ik}^I (\epsilon). \quad (8c, 8)$$

Перед таким ударом имеются атом i и электрон с энергией ϵ , после удара имеются атом k и электрон с энергией $\epsilon - (E_k - E_i)$. Принцип детального равновесия требует равенства числа ударов (8с, 8) числу ударов второго рода электронов, обладающих энергией $\epsilon - (E_k - E_i)$ с атомами k , т. е.

$$N_k N_- (\epsilon - E_k + E_i) S_{ki}^{II} (\epsilon - E_k + E_i) = N_i \cdot N_- (\epsilon) \cdot S_{ik}^I (\epsilon). \quad (8c, 9)$$

Как указывалось в разделе VIII, а, отношения $\frac{N_k}{N_i}$ и $\frac{n(\epsilon)}{n(\epsilon - E_k + E_i)}$ могут быть вычислены; уравнение (8с, 9) позволяет поэтому найти связь между величинами S^I и S^{II} , определяющими удары первого и второго рода. Интересное для ряда практических случаев отношение ударов первого и второго рода электронов всех энергий легко может быть получено из принципа детального равновесия

$$N_k \cdot N_- S_{ik}^I = N_i N_- S_{ki}^{II} \quad \text{или} \quad \frac{S_{ik}^I}{S_{ki}^{II}} = \frac{N_i}{N_k} = \frac{g_i}{g_k} e^{-\frac{E_i - E_k}{kT}}. \quad (8c, 10)$$

Принцип детального равновесия строго доказан Больцманом для обмена энергией поступательного движения. Это доказательство можно считать справедливым и для обмена кинетической и квантованной формы энергии; справедливость принципа детального равновесия для таких случаев принималась Клейном и Росселандом²⁴³ (атом, электрон), Эйнштейном¹⁰⁷ (атом, излучение), Милном³⁵¹ (ионизация излучением), Фаулером¹⁵⁵ (ионизация электронным ударом).

Значение принципа детального равновесия для изучения плазмы чрезвычайно велико. Оно позволяет разложить большое число происходящих процессов на ряд циклов. Схема построения такого цикла, или «полного механизма» (Милн³⁵¹), всегда одна и та же; число актов, создающих данное состояние данным образом, приравнивается числу актов, разрушающих это состояние как раз обратным путем. Мы это только что предали для взаимодействия с электронами.

Все циклы, относящиеся к взаимодействию частиц, состоят из двух членов, именно — создающего и уничтожающего данное состояние. Циклы, в которых участвует взаимодействие с излучением, состоят из трех членов. При этом существуют два члена, уничтожающие данное состояние; один из них обратен члену, создающему это

состояние, другой представляет собой спонтанное разрушение, а именно спонтанную эмиссию излучения¹⁰⁷. Если, например, N атомов находятся в поле излучения плотности ρ_ν (ν равно частоте резонансной линии), то $N\rho_\nu B_1$ атомов переходят в течение 1 сек. в возбужденное состояние вследствие абсорбции. Число атомов, возвращающихся в основное состояние благодаря обратному процессу, а именно «вынужденной эмиссии» или «отрицательной абсорбции», равно $N_i \rho_\nu B_2$, где N_i — число возбужденных атомов, а B_2 — коэффициент поглощения вынужденной эмиссии.

К этому еще надо прибавить спонтанную эмиссию $N_i A$, где A — вероятность перехода, так что в стационарном случае имеет место равенство

$$N\rho_\nu B_1 = N_i A + N_i \rho_\nu B_2. \quad (8c, 11)$$

Поглощение и вынужденное излучение квантованного осциллятора в поле излучения аналогичны поведению классического осциллятора с затуханием: последний поглощает энергию и излучает ее посредством собственных колебаний, амплитуда и фаза которых определенным образом связаны с внешним полем излучения [за исключением очень высоких плотностей¹⁾].

Рассуждения, изложенные в этом разделе, справедливы, конечно, лишь для случая теплового равновесия. При отклонении от равновесного состояния в неизотермической плазме нет возможности схематически разбить элементарные процессы на отдельные циклы. Об этом мы подробнее скажем в разделе IX, в.

д. Теплопроводность плазмы

В кинетической теории газов коэффициент теплопроводности выводится из так называемого уравнения переноса²¹⁵. Рассматривается газ, в котором благодаря переносу энергии образуется слабый температурный градиент. Через N обозначается концентрация атомов в точке x . Далее делаются следующие предположения:

1. В точке x имеет место тепловое равновесие, т. е. распределение скоростей атомов и средняя энергия полностью определяются здесь температурой в точке x . Температура есть функция координат.

2. Принимается, что положение 1 справедливо и для $x + \lambda$, где λ — длина свободного пробега атома газа, так что можно говорить о $T(x + \lambda)$; при этом $T(x) \neq T(x + \lambda)$, а именно больше или меньше, в зависимости от направления переноса энергии.

Эти два положения позволяют построить приближенную теорию теплопроводности, справедливую в том случае, если возникающие температурные различия могут быть представлены как небольшие искажения строгого теплового равновесия (см. также разделы IX, а и в).

¹⁾ Если число поглощающих атомов велико — порядка 1000 на куб с ребром, равным длине волны, то возникает фазовое соотношение между падающим и реэмиттируемым излучениями. Возникает явление, аналогичное отражению от металлов (Р. Вуд^{539, 560}; Ф. Вейскопф^{540а}).

Таким путем вычисляют величину энергии L , протекающей через единицу площади в единицу времени:

$$L = \sum_{\epsilon} \epsilon \cdot N \cdot D_T \cdot \frac{dA_{\epsilon}}{dT} \cdot \text{grad } T, \quad \text{где } D_T = \frac{1}{3} \lambda \cdot \bar{v}. \quad (8d, 1)$$

Здесь N — общее число атомов, A_{ϵ} — относительная вероятность нахождения атома в состоянии с энергией ϵ , D_T — коэффициент диффузии; принимается, что последний лишь слабо зависит от T .

Коэффициент теплопроводности по определению равен

$$\sigma = \sum_{\epsilon} \epsilon \cdot N \cdot D_T \cdot \frac{dA_{\epsilon}}{dT}. \quad (8d, 2)$$

В том случае, если перенос энергии зависит только от обмена кинетической энергией, классический коэффициент теплопроводности равен ¹⁾

$$\sigma_{kl} = \frac{3 \cdot 2^{\frac{3}{2}} \cdot k^{\frac{3}{2}} \cdot T^{\frac{1}{2}}}{\pi^2 \cdot d^2 \cdot \sqrt{m}}, \quad (8d, 3)$$

где d — газокинетический диаметр, а m — масса атома.

Уже Нернстом ³⁷¹ было установлено, что перенос энергии в плазме не ограничивается кинетической энергией. Если, например, в точке x образуется ион и в точке $x+a$ происходит рекомбинация иона, то это означает перенос энергии ионизации, т. е. дополнительный перенос энергии в направлении оси X . То же самое относится к процессам образования и уничтожения возбужденного атома, а также излучения и поглощения светового кванта.

Как было показано в разделе VIII, а, можно найти вероятность A_{ϵ} для отдельных компонент плазмы при заданной температуре. Поэтому уравнение (8d, 2) позволяет вычислить из $\frac{dA_{\epsilon}}{dT}$ коэффициенты теплопроводности других форм энергии плазмы. Мы рассмотрим ниже целый ряд подобных возможностей неклассической теплопроводности, а именно посредством диффузии возбужденных атомов и световых квантов, посредством ионов и электронов и через диссоциацию молекул. Для расчета теплопроводности через ионизацию и диссоциацию пригодны соответственно уравнения (8а, 3) и (8а, 10), причем вместо A_{ϵ} надо подставить степени ионизации и диссоциации.

Будем сперва учитывать лишь наиболее глубокие уровни (верхние уровни резонансных линий) и примем, что концентрацию возбужденных атомов можно определять по уравнению (8а, 1). Тогда

$$A_{\epsilon} = \bar{g}_{\epsilon} e^{-\frac{\epsilon}{kT}}, \quad (8d, 4)$$

где ϵ — энергия терма.

¹⁾ В работе ⁴³¹ по недосмотру $\frac{mv^2}{2}$ приравнено kT , а не $\frac{3}{2} kT$; поэтому числовой коэффициент в σ_{kl} там неправильный.

Для коэффициента теплопроводности имеем

$$\sigma = \varepsilon N D_T \frac{\varepsilon}{k T^2} A_e = \left(\frac{\varepsilon}{k T} \right)^2 \cdot k \cdot D_T \cdot N_e \quad (8d, 5)$$

(N — концентрация атомов).

При вычислении D_T надо учесть, что длина свободного пробега для диффузии энергии возбуждения определяется процессом обмена энергии (удары второго рода) между однородными атомами ¹⁾. Эффективный поперечник для этих ударов ²⁾ был вычислен Фурсовым и Власовым ¹⁶¹:

$$\pi R_0^2 = \frac{8\pi}{3} \cdot \frac{e^2}{m} \frac{f}{2\pi\nu_0} \cdot \frac{1}{v}. \quad (8d, 6)$$

Здесь e и m — заряд и масса электрона, ν_0 — собственная частота электрона, v — относительная скорость, f — сила осциллятора ³⁾.

Для уровней с $f \approx 1$ эксперимент и вычисление ⁴³⁷ дают в хорошем согласии поперечники порядка 10^{-12} см². Газокинетические сечения, определяющие диффузию кинетической энергии, имеют порядок величины 10^{-15} — 10^{-16} см²; поэтому диффузия энергии возбуждения происходит в соответствующее число раз медленнее, чем диффузия кинетической энергии. Расчет ⁴³⁹, произведенный для ртутной плазмы с концентрацией атомов $1,85 \cdot 10^{19}$ см⁻³ и температурой 8000°, дал для переноса энергии путем диффузии энергии возбуждения термина 2^1P_1 (верхний терм резонансной линии 1848 Å) с $f = 1,3$ величину

$$\sigma_{2^1P_1} < 3 \cdot 10^{-9} \text{ W/см} \cdot \text{град},$$

и для термина 2^3P_{210} , для которого $f = 0,025$, величину

$$\sigma_{2^3P_{210}} < 2 \cdot 10^{-7} \text{ W/см} \cdot \text{град},$$

в то время как при тех же условиях $\sigma_{kl} \approx 10^{-4} \text{ W/см} \cdot \text{град}$.

Мы видим, что термы с еще меньшими значениями f , т. е. метастабильного характера, могут дать значительное увеличение теплопроводности. Этого можно ожидать, однако, лишь при крайне малых давлениях, так как время жизни метастабильного уровня в плазме определяется числом столкновений.

Теплопроводность возбужденных термов зависит от относительного числа возбужденных атомов; последнее (см. рис. 7 и 9) немного возрастает с увеличением давления и сильно возрастает при

¹⁾ Ср. А. Митчель и М. Земанский ³⁵⁵.

²⁾ Вейцель (доложено на заседании, посвященном вопросу о ширине линии, Бонн, 28 ноября 1938 г.) и Хаустон ²²⁵ полагают, что вычисленный Вейскопфом ⁵⁴¹⁻⁵⁴³ «оптически эффективный» поперечник для ударов однородных атомов идентичен поперечнику для ударов второго рода. От уравнения (8d, 6) его отличает лишь множитель ^{4/3}.

³⁾ Термин сила осциллятора означает следующее: согласно классической теории число электронов, принимающих участие в одном электронном колебании, должно быть всегда целым, т. е. 1, 2, 3, ... Согласно квантовой теории возможны и десятичные дроби, т. е. 0,5 или 0,9, 1,3 и т. д. Сводку известных значений f можно найти в книге Кнолля, Оллендорфа и Ромпе ²⁴⁶. См. также примечание на стр. 338.

повышении температуры. Классическая теплопроводность не зависит от давления и изменяется пропорционально корню из температуры. Для приведенной выше плотности $1,85 \cdot 10^{19}$ теплопроводность $^{23}\text{P}_{210}$ -терма ртутного атома при $15\,000^\circ$ имела бы тот же порядок величины, что и классическая теплопроводность.

Диффузию световых квантов определяет величина A_e , та же, что и использованная выше. Оба процесса отличаются лишь механизмом переноса: в случае диффузии энергии возбуждения принимается механизм обмена энергии возбуждения без участия излучения; с другой стороны, в случае диффузии световых квантов перенос происходит путем эмиссии и абсорбции излучения. Поэтому здесь надо пользоваться иным коэффициентом диффузии. Так как время прохождения световым квантом среднего расстояния между атомами можно считать бесконечно малым, то целесообразно определить как скорость полета величину $\frac{\lambda}{\tau}$, где λ — длина свободного пробега, а τ — среднее время пребывания ¹⁾ светового кванта в состоянии поглощения атомом. Длину свободного пробега мы положим равной

$$\frac{1}{N \cdot q_{\text{opt}}},$$

где N — концентрация атомов, а q_{opt} — эффективное сечение для абсорбции светового кванта. В теории дисперсии показывается, что связанный электрон поглощает падающее излучение в том же количестве, как и черный кружок с площадью $\pi \frac{c^2}{\nu^2}$, где ν — собственная частота электрона ²⁾. Это справедливо в том случае, если поглощение происходит только внутри естественной ширины линии, обусловленной затуханием излучения. Если же имеет место дополнительное уширение абсорбционной линии вследствие эффекта Доплера или затухания, вызванного столкновениями ³⁾, то эффективное сечение уменьшается в отношении $\gamma : \Gamma$, где γ — естественная, а Γ — действительная ширина линии.

Для коэффициента теплопроводности через диффузию излучения имеем, таким образом:

$$\sigma_{\text{opt}} = \left(\frac{\epsilon}{kT}\right)^2 \cdot k \cdot \frac{1}{3} \cdot \frac{\lambda^2}{\tau} \cdot N \cdot A_e = \left(\frac{\epsilon}{kT}\right)^2 \cdot k \cdot \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{N \cdot q_{\text{opt}}^2} \cdot \frac{1}{\tau} \cdot A_e. \quad (8d, 7)$$

Отсюда получается отношение теплопроводности через удары второго рода возбужденных атомов к теплопроводности через излучение

$$\frac{\sigma_{\text{возб}}}{\sigma_{\text{opt}}} = \frac{N \cdot q_{\text{opt}}^2 \tau \nu}{q_{\text{уд}}} \quad (8d, 7')$$

¹⁾ Среднее время пребывания связано с вероятностью перехода A (см. раздел VIII, c) простым соотношением $\tau = \frac{1}{A} \cdot A$ пропорционально силе осциллятора f . См. М. Борн ⁴¹.

²⁾ Если речь идет об атомных электронах, то эту величину надо помножить на силу осциллятора f .

³⁾ Ср. ⁴⁶².

Если принять, что уширение линии вследствие эффекта Допплера мало по сравнению с шириной, определяемой столкновениями (последняя для однородных атомов пропорциональна f), то $q_{\text{opt}} \sim f$, $\tau \sim \frac{1}{f}$, $q_{\text{уд}} \sim f$, так что в этом случае отношение не зависит от f ; таким образом, оно имеет одинаковую величину, например, для уровней 2^1P_1 и 2^3P_{210} ртути. В тех случаях, когда нельзя полагать Γ пропорциональной f , т. е. при малых плотностях, где преобладает уширение вследствие эффекта Допплера, $\frac{\sigma_{\text{допл}}}{\sigma_{\text{opt}}} \approx f$. При условии $N = 1,85 \cdot 10^{19}$

атомов на 1 см^3 и 8000° (Hg) $\frac{\sigma_{\text{допл}}}{\sigma_{\text{opt}}} \approx 1$; при более высоких плотностях преобладают соударения, при более низких — излучение. Эти соображения справедливы, конечно, только для резонансных линий. Ошибка, которая совершается пренебрежением высших термов для температур, достижимых в земных условиях, в изотермических плазмах имеет незначительную величину, так как концентрация высших термов много ниже концентрации верхних уровней резонансных линий. С другой стороны, излучение высших термов так мало поглощается, что излучение покидает плазму практически без диффузии.

Теплопроводность, появляющаяся вследствие наличия ионизации или диссоциации, подчиняется следующему уравнению ⁴⁸¹ [см. примечание 1) на стр. 471]:

$$\sigma = \epsilon ND \frac{\partial c}{\partial T} = \frac{\epsilon NDpc}{2T(p+G)} \left(\frac{5}{2} + \frac{\theta_j}{T} - \frac{Z'_i}{Z_i} \right). \quad (8d, 8)$$

Здесь ϵ — энергия ионизации или диссоциации, N — концентрация атомов или молекул в холодном состоянии, D — коэффициент диффузии, c — степень ионизации или диссоциации, $G = \frac{c^2}{1-c^2} p$, p — давление, $\theta_j = \frac{\epsilon}{k}$, Z_i — сумма состояний для внутренних степеней свободы (возбуждение или колебание и вращение) и $Z'_i = \frac{\partial Z_i}{\partial T}$.

Следует особо остановиться на величине D . Для диффузии атомов, образовавшихся благодаря диссоциации, можно пользоваться газокинетическим диаметром; при этом надо учесть сосуществование атомов и молекул. В отношении диффузии ионов и электронов можно принять, что она определяется константой диффузии более медленно движущихся ионов. Эффективное сечение для ионов представляет собой сечение для перезарядки, которое отличается не более, чем на один порядок величины от газокинетической ⁴⁸⁶.

На рис. 11—14 приводятся примеры вычислений теплопроводности ионов и диссоциированных молекул. Все они приводят к кривым с резким максимумом, смещающимся к более высоким температурам и расширяющимся при увеличении давления. Качественно это поведение нетрудно понять: при малых температурах степень ионизации мала и влиянием ее можно пренебречь. При высоких температурах степень ионизации близка к 100% , так что изменения

степени ионизации с температурой становятся малыми и теплопроводность снова будет классической; при этом, конечно, надо учитывать увеличившееся число частиц. Максимальные из встречающихся коэффициентов теплопроводности приближаются к величинам σ для металлов; например, $\text{H}_2 \leftrightarrow 2\text{H}$ при 1 *торе* и 3000° дает 0,37

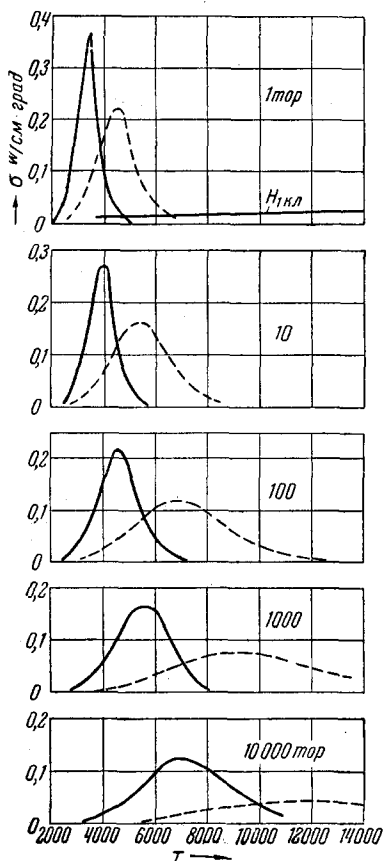


Рис. 11. Теплопроводность вследствие диссоциации H_2^{431}

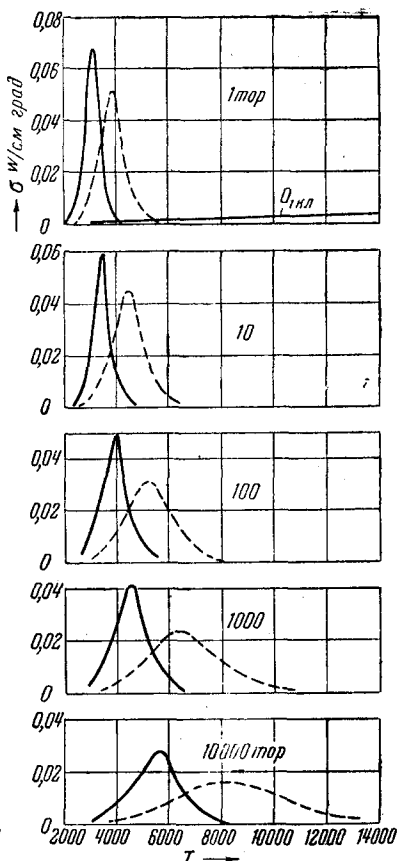


Рис. 12. Теплопроводность вследствие диссоциации O_2^{431}

$\text{W/cm}\cdot\text{град}$, в то время как для Al имеем 2,1, а для Fe 0,6 $\text{W/cm}\cdot\text{град}$. Подобная неклассическая теплопроводность наблюдалась на опыте у H_2 и J_2 ; экспериментальные данные были использованы для подсчета энергии диссоциации^{232, 239-291}. На существование теплопроводности ионов в плазме газового разряда указывают некоторые наблюдения над ртутным разрядом высокого давления⁴³⁹.

е. Влияние плазмы на свойства атомов

Свойства атома, находящегося в плазме, претерпевают изменения. Последние могут быть следствием взаимодействия с другими компо-

нентами плазмы или влияния внутреннего поля плазмы. Типичные изменения свойств атомов плазмы следующие:

Уширение линий вследствие электронных или ионных ударов; образование молекул при взаимодействии с возбужденными атомами; уменьшение потенциала ионизации; исчезновение высших членов серий¹⁾; появление запрещенных линий; появление в эмиссии рекомбинационного непрерывного спектра. Кроме того, возникает специальный, характерный для плазмы непрерывный спектр, имеющий нечто общее с непрерывным спектром твердых проводящих тел.

Другие явления, подобные вышеприведенным, — образование ван-дер-ваальсовых молекул, уширение линий вследствие высокой плотности и т. п., не типичны для плазмы, так как они наблюдаются и в газах при низких температурах.

Уширение вследствие ионных и электронных ударов. Если электрон или ион приближается к возбужденному атому,

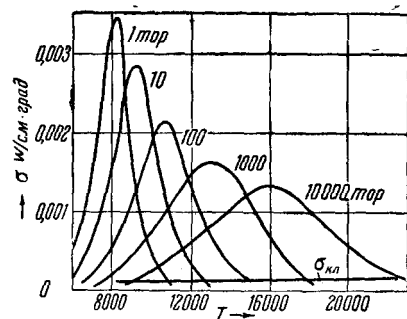


Рис. 14. Теплопроводность вследствие ионизации Hg^{431}

Унсолд⁵²⁸ с помощью анализа Фурье получил уширение линий с дисперсионным распределением. Полуширина линии дается:

$$\delta = \frac{1}{2\pi c} \cdot 2^{\frac{3}{2}} \cdot \pi^{\frac{13}{6}} C^{\frac{2}{3}} (kT)^{\frac{1}{6}} \left(\frac{1}{M} + \frac{1}{m} \right)^{\frac{1}{6}} N_- \quad (8e, 1)$$

¹⁾ Это, а также два следующих явления, не будут разобраны в этой статье; мы укажем на литературу. Исчезновение высших членов серий 3, 85, 136, 273, 274, 283, 284. Подробная сводка запрещенных линий 27, 376, 448. Рекомбинационный непрерывный спектр 23, 233, 239, 254, 255, 265, 266, 393, 435, 436. Обзор 145.

²⁾ Продолжительность соударения τ дается временем, в течение которого соударяющиеся частицы взаимодействуют. По порядку величины оно равно $2 \frac{R}{v}$, где R — эффективный радиус (см. раздел VIII, с) а v — относительная скорость. Обычно значения τ лежат между 10^{-12} и 10^{-15} сек.

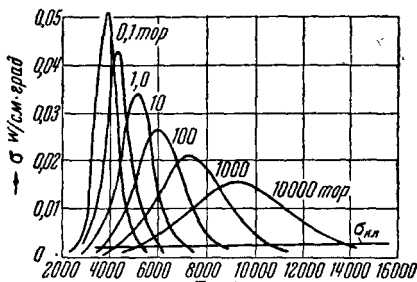


Рис. 13. Теплопроводность вследствие ионизации Na^{431}

то последний благодаря действию кулонова поля электрона (иона) изменяет частоту испускания. Время, в течение которого происходит заметное изменение частоты, есть величина порядка 10^{-13} сек.; поэтому столь кратковременное изменение частоты можно рассматривать как фазовый скачок в эмиссии атома; при этом промежуток времени между двумя подобными скачками велик по отношению к продолжительности «соударения»^{462 2)}.

Здесь N_- — число электронов или ионов на 1 см^3 , M — масса излучающего атома, m — масса электрона, k — постоянная Больцмана, C — константа квадратичного штарк-эффекта. Если в эту формулу вместо m подставить массу иона, то вследствие большей массы иона уширение будет соответственно меньше. Например, для ртути оно меньше расширения электронным ударом в 7,5 раза.

Из уравнения (8е, 1) следует, что уширение различных термов в плазме заданной температуры (концентрации электронов) определяется в основном значением константы C . Последняя тем больше, чем более водородоподобны термы, т. е. чем больше главное квантовое число терма, а при данном главном квантовом числе — чем больше орбитальный момент терма. Подобное уширение, например, для $3D$ -терма ртути при концентрации электронов $3,6 \cdot 10^{17}$ равно, в согласии с уравнением (8е, 1), $30 \text{ см}^{-1} \cdot 438$, т. е. превосходит естественную ширину линии примерно в 3000 раз¹⁾.

Нестабильные молекулы. В возбужденном состоянии большинство атомов способно образовывать двухатомные молекулы как с подобным себе, так и с чужеродным атомом. В плазме наблюдаются спектры соединений, незнакомых химии, например, Hg_2 ^{199, 201, 406, 419, 459, 533, 551—554}, He_2 ^{210, 221, 222, 526, 544, 545}, HgHe , HgAr ^{270—271, 379—381, 413, 414} (ср. также ¹⁴⁵).

Образование молекулы из одного возбужденного и одного невозбужденного атомов может произойти лишь в том случае, если освобождающаяся теплота соединения будет излучена или будет передана третьему партнеру при так называемом тройном соударении¹⁵⁹. В большинстве случаев возникает возбужденная молекула, которая посредством излучения переходит в нестабильное основное состояние молекулы, состоящей из невозбужденных атомов. Время жизни подобной молекулы есть величина порядка среднего времени τ пребывания в возбужденном состоянии. Много больше число «переходных молекул», образующихся при соударении возбужденного и невозбужденного атомов на время удара $\left(\frac{2R}{v}, \text{ см. выше}\right)$. Концентрация подобных молекул дается следующим выражением:

$$\begin{aligned} \text{число переходных молекул в } 1 \text{ см}^3 &= \text{числу ударов} \times \text{время удара} = \\ &= N_a \cdot N \cdot \pi R^2 \cdot \bar{v} \cdot \frac{2R}{v} = N_a N \pi R^3; \end{aligned} \quad (8е, 2)$$

здесь N_a — число возбужденных атомов, N — число невозбужденных атомов. Величина эффективного радиуса R для соударений с образо-

¹⁾ Продолжительность колебаний микрополя (см. раздел II) есть величина того же порядка, что и время соударения (10^{-12} — 10^{-15} сек.); поэтому мы считаем, что влияние электронов и ионов на ширину линий с большим успехом может быть описано «теорией торможения при ударе», нежели «статистической» теорией. Подобная теория была построена Хольтсмарком^{217—219}; при этом в основу было положено допущение об очень медленных изменениях полей. Статистическая теория может дать адекватное описание явлений лишь для случая неквазинейтральной плазмы со значительным избытком ионов.

ванием подобного рода молекул должна лежать между значениями газокинетического радиуса и радиуса для ударов второго рода. Отношение числа молекул к числу возбужденных атомов большей частью лежит в пределах 10^{-4} — 10^{-10} ; поэтому обнаружение переходных молекул не спектроскопическим путем вряд ли возможно.

Необходимо подчеркнуть, что возбужденный и невозбужденный атомы могут образовать стабильное соединение. Это происходит только при тройном соударении. К сожалению, наши знания о подобном «химическом синтезе» в плазме весьма скудны ¹⁾.

Непрерывный спектр плазмы. Образование нестабильных молекул приводит к эмиссии непрерывных полос ¹⁴⁵, большей частью примыкающих к интенсивным атомным линиям. Свободные электроны, находящиеся в плазме и обуславливающие ее электропроводность, могут различными способами привести к непрерывным поглощению и испусканию ¹⁴⁶.

Мы остановимся в этом параграфе на непрерывном спектре, связанном с присутствием электронов в плазме. Прежде всего электрон может непосредственно отобрать энергию у поля излучения — ускорение электрона в электрическом поле падающего излучения. Этот процесс, обозначаемый «свободно-свободная» абсорбция, полностью соответствует процессу поглощения электронами металла в теории ²⁾ Рике — Друде ^{37, 92, 94, 330, 424, 425}, которая рассматривает электроны металла как невырожденный электронный газ. Во-вторых, электрон может улавливаться ионом; при этом кинетическая энергия электрона и энергия рекомбинации, равная ионизационному потенциалу данного терма, переходят в излучение. Возникает полоса, резко ограниченная с длинноволновой стороны; это — «свободно-связанная» эмиссия. Соответствующий абсорбционный процесс заключается в фотоионизации атома.

Третий процесс относится к промежуточному состоянию электронов. Как мы покажем в следующем разделе, электроны, которые находятся на высоких уровнях, меньших на величины до 1 V границы серии, можно рассматривать как «квазисвободные». На эти электроны может воздействовать как микрополе плазмы, — которое для подобных траекторий имеет примерно такую же напряженность, как и центральное поле атомного остатка, — так и электронные и ионные удары; поэтому однозначное соподчинение данного электрона определенному атому становится невозможным. Это состояние электронов есть среднее между состоянием их в газе и в твердом теле. Весьма близко

¹⁾ Опытный материал, касающийся указанной проблемы, очень велик однако, нет возможности в достаточной степени четко установить условия эксперимента, как это необходимо для производства каких-либо теоретических выводов.

Из более старой литературы мы укажем прежде всего ⁵¹³; кроме того ^{44–55, 137–144, 184, 220, 312–317, 547}. В работах ¹¹⁶ и ¹¹⁷ изложена статистическая теория химических реакций в разряде, основывающаяся на соображениях, аналогичных изложенным нами в разделах VIII, с и IX, b.

²⁾ Соответствие плазмы и «классического» металла относится и к проводимости; подвижность электронов в металле подчиняется закону, аналогичному закону Ланжевена (см. раздел III).

от границы серии, ниже ее, начинает образовываться нечто вроде электронной полосы; при этом, конечно, вследствие высокой температуры полоса не обладает определенной шириной, колебания энергетического интервала имеют порядок kT . Согласно опытным данным подобное размывание атомных термов наступает в плазме при малых концентрациях атомов и имеет порядок 0,01 V для 10^{16} см^{-3} и 1 V для 10^{19} см^{-3} . Эти условия соответствуют типичным разрядам низкого и высокого давлений.

Интенсивность непрерывного спектра излучения или поглощения была вычислена Унсо́льдом⁵²⁹, который рассматривал высокие термы как водородоподобные. Для коэффициента абсорбции непрерывного спектра k_ν всех трех родов поведения электронов получается выражение

$$k_\nu = \gamma \cdot \frac{16\pi^2}{3\sqrt{3}} \cdot \frac{e^6 \cdot Z_{\text{эфф}}}{c \cdot h \cdot k^2} \cdot \frac{e^{-U_i}}{T^2} \cdot \frac{e^{u+\Delta u}}{u^3}. \quad (8\epsilon, 3)$$

Здесь γ — весовой фактор, $Z_{\text{эфф}}$ — эффективный заряд ядра, $U_i = \frac{E^*}{kT}$, E^* — потенциал ионизации, $u = \frac{h\nu}{kT}$, $\Delta u = \frac{\Delta E}{kT}$, ΔE — энергетическая ширина размывания.

Этот суммарный коэффициент абсорбции следующим образом разделяется на составные части:

$$\left. \begin{array}{lll} \text{Свободно-} & \text{Свободно-} & \text{Размывание} \\ \text{свободная} & \text{связанная} & \\ 1 & e^u - 1 & e^{u+\Delta u} - e^u \end{array} \right\} \quad (8\epsilon, 4)$$

При этом часть, относящаяся к размыванию, охватывает переход из размытой части спектра как в дискретный терм («квазисвободно-связанная»), так и в непрерывную часть («квазисвободно-свободная»). Введение размывания охватывает также влияние на высокие термы штарк-эффекта в поле плазмы^{3, 21, 24, 25, 266, 274, 470} и появление запрещенных членов серии.

Из (8ε, 4) видно, что для видимого спектра при 4000 Å и температуре 6000° (U приблизительно равно 6) свободно-свободная абсорбция совершенно незначительна по сравнению со свободно-связанным излучением и что размывание для $\Delta E \approx 1$, т. е. при $T = 6000^\circ$, около 0,5 V является главной частью абсорбции.

Аналогичную формулу можно написать для эмиссии, отнесенной к единице объема (см^3), единице частоты и телесному углу 4π :

$$4\pi\epsilon_\nu = \gamma \cdot \frac{128\pi^3}{3\sqrt{3}} \cdot \left(\frac{e^2}{hc}\right)^3 \cdot Z_{\text{эфф}}^2 \cdot e^{-u_1+\Delta u} \cdot p. \quad (8\epsilon, 5)$$

Таким образом, эмиссия, простирающаяся от длинных волн до границы главной серии, не зависит от частоты.

Подобные непрерывные спектры испускания наблюдаются прежде всего при высоких давлениях¹⁾. Независимость от частоты соблю-

¹⁾ О непрерывных спектрах в стационарных разрядах см. 111, 112, 168, 170, 200, 227, 241, 253, 365, 440, 446, в нестационарных (искры и пр.)^{5, 7, 8, 68, 103, 149, 150, 151, 202, 253, 308, 336, 457, 486, 501, 561, 562, 564}, Обзор¹⁴⁵.

дается не точно; непрерывные спектры обладают структурой, указывающей на то, что возникающее излучение правильнее представлять себе как наложение различных непрерывных спектральных областей. Например, в Hg-плазме соотношение эмиссий двух различных спектральных участков отлично от единицы; оно, однако, не меняется при изменении температуры и давления. Относительная зависимость от температуры и давления была установлена экспериментально⁴⁴⁰. Абсолютные значения интенсивности, вычисляемые из (8е, 5), слишком малы⁵²⁹; однако, вероятно, что частично это расхождение объясняется слишком малой величиной, которая была принята для температуры плазмы⁴⁴⁰.

Наряду с характеристической абсорбцией плазмы имеет место поглощение, обусловленное колебаниями свободных электронов и ионов; последнее мы обсуждали в разделе V.

Изменение ионизационного потенциала в плазме. Изменение ионизационного потенциала в плазме находится в тесной связи с размытием спектра у границы серии, рассмотренным в предыдущем разделе. Действительно, электрон, который не может быть определенным образом связан с данным атомом, подвергается действию электрического поля и участвует в электропроводности. Число электронов, вычисляемое для данной температуры плазмы из формулы Шаха, оказывается слишком малым. Дефицит может быть выравнен соответствующим понижением потенциала ионизации.

Уменьшение ионизационного потенциала в дуге наблюдалось Манкопфом^{340, 341}. Расширение термов, чувствительных к штарк-эффекту, посредством электронных ударов позволило Ромпе и Шульцу⁴³⁸ установить в плазме ртутного разряда при 20 ат значение электронной плотности, соответствующее уменьшению ионизационного потенциала на 1—1,5 V. К такому же понижению значения ионизационного потенциала приводит зависимость интенсивности непрерывного спектра той же ртутной плазмы от силы тока согласно уравнению (8е, 5)⁴⁴⁰.

Наблюдаемое уменьшение ионизационного потенциала складывается, очевидно, из различных, лишь частично зависящих друг от друга эффектов. Их доли в общем действии могут быть измерены независимо, однако, оценка отдельных эффектов вряд ли может быть произведена при помощи известных на сегодня средств.

Первый эффект — это «статистическое» уменьшение ионизационного потенциала, вызванное нахождением атома в микрополе плазмы. Мы уже рассматривали это явление в разделе IV и установили, что среднее уменьшение очень мало, как это иллюстрируют цифры табл. 5. Для плазмы VII оно равно $3 \cdot 10^{-2}$ V, в то время как экспериментальные значения, согласно⁴⁴⁰ и⁴³⁸, суть 1,2 V. Как уже было упомянуто в разделе IV, имеющее место уменьшение ионизационного потенциала происходит из-за колебаний потенциала в непосредственной близости атома ($r < D$); в качестве порядка величины этих колебаний можно принять kT (kT_- для неизотермической плазмы).

Грубую оценку можно произвести на основании следующих рассуждений. Если напряженности центрального поля и микрополя суть

величины одного и того же порядка, то практически электрон можно рассматривать как свободный (⁹⁶ и раздел II), т. е.

$$\frac{e}{r^2} = 20e \cdot N_{-}^{\frac{2}{3}}; \quad (8e, 6)$$

здесь e — заряд электрона, r — расстояние валентного электрона от атомного остатка в сантиметрах, N_{-} — концентрация электронов.

С другой стороны, радиус боровской орбиты

$$r_a = 0,528n^2 \cdot 10^{-8} \text{ см},$$

где n — главное квантовое число H-атома. Отсюда следует, что все электронные состояния с главными квантовыми числами n , большими, чем

$$n = 0,7 \cdot 10^4 N_{-}^{-\frac{1}{6}}, \quad (8e, 7)$$

можно рассматривать как квазисвободные.

Таким образом, при концентрации электронов порядка 10^{18} см^{-3} не существует термов с квантовым числом более 7. И действительно, в ртутной плазме, где осуществимы подобные плотности, линии термов с квантовыми числами более 5 практически не наблюдаются ^{438, 447}. Разность между ионизационным потенциалом и потенциалом возбуждения терма с квантовым числом 6 есть величина порядка 0,5 В; уменьшение, наблюдаемое на опыте, имеет значение около 1 В; таким образом, вполне возможно влияние колебаний напряженности микрополя на ионизационный потенциал. Как бы то ни было, на основании грубой оценки, подобной приведенной выше, нельзя сказать, сводится ли общее понижение к указанному эффекту.

Величина продолжительности действия поля плазмы имеет порядок времени пробега электроном пути, равного среднему расстоянию между электронами плазмы. При концентрации электронов 10^{18} см^{-3} и их температуре $\approx 1 \text{ В} \approx 10^8 \text{ см/сек}$, получаем значение $\tau \approx 10^{-14}$ сек., поэтому действие поля плазмы можно также свести к размыванию высших термов вследствие столкновений ¹⁾.

В заключение надо упомянуть, что дальнейшей причиной уменьшения ионизационного потенциала может явиться так называемая преионизация ^{283, 184}, т. е. переход электронов атомов в область свободных электронов без излучения посредством квантовомеханического туннель-эффекта. Для обычных плазм нет, однако, оснований ожидать сколько-нибудь значительного влияния этого эффекта.

IX. НЕИЗОТЕРМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА

Как указывалось в разделе VII, полностью или почти изотермическую плазму можно экспериментально осуществить, например, нагревая в печи газ на несколько тысяч градусов; при этом отвер-

¹⁾ Ср. раздел II и ссылку ²⁾ на стр. 483. Как и в отношении расширения линии, так и в отношении уменьшения ионизационного потенциала, влияние столкновений больше «статистического» действия (см. также примечание на стр. 484).

стия печи, через которые возможен беспрепятственный выход излучения плазмы, должны быть малы по сравнению с поверхностью печи (черное тело). Если это условие не выполнено, то плазма, вследствие своей излучательной способности, действует как передатчик потока энергии и, строго говоря, нельзя уже считать подобное состояние термически равновесным. То же самое имеет место тогда, когда энергия подводится не посредством «теплового контакта», т. е. излучением или переносом кинетической энергии, а ускорением электронов плазмы внешним электрическим полем.

Поведение плазмы в подобных случаях представляет собою сложную проблему теплопроводности; исчерпывающее решение таких задач известными методами теории газов приводит к разумным результатам лишь в редких случаях (очень большие концентрации атомов, плазмы высокого давления). Одной из причин неприменимости основных положений теории теплопроводности является упомянутая в разделе VIII, d гипотеза «локального теплового равновесия», другой — то обстоятельство, что часть энергии покидает плазму, не участвуя в диффузионном процессе. Последнее имеет место, например, в случае не реабсорбированного излучения, когда понятия «длина свободного пробега» или «коэффициент диффузии» теряют свой смысл. Однако, безусловно возможно построение термодинамически строгой теории теплопроводности, не пользующейся названными ограничениями (¹⁰⁶; ср. также ²¹⁵). К сожалению, в этом направлении нет еще работ, на которых стоило бы здесь остановиться.

Несмотря на отсутствие количественной теории, возможно весьма подробное качественное рассмотрение неизотермической плазмы.

а. Понятие «температуры» в неизотермической плазме

Термодинамикой установлено понятие температуры для случая теплового равновесия. Введение этого понятия требует принятия определенных допущений о функциях распределения, о пространственном и временном распределении частиц, а также о распределении отдельных форм энергии (закон равномерного распределения).

Рассмотрим прежде всего, каким образом можно установить, находится ли плазма в состоянии теплового равновесия. Этот вопрос может быть, конечно, разрешен лишь измерениями. Измерение температуры какой-либо системы указывает лишь среднее значение энергии определенной формы ²⁹, ⁴⁰⁸. Пользуясь оптическим методом, например, пирометрическим, мы получаем число, показывающее ту температуру черного тела, при которой оно дает в измеряемом спектральном участке то же излучение, что и исследуемая система. Мы получаем «черную температуру» спектральной области, а следовательно, при некоторых добавочных предположениях о механизме излучения, среднюю энергию определенных атомных термов. Если производится измерение доплеровской ширины линии, то получается значение средней энергии движения. Измерение при помощи

контактного термометра показывает (в том случае, если падающее излучение полностью отражается) температуру, связанную определенным образом, зависящим от условий теплопередачи, с кинетической энергией. Если термометр поглощает излучение, то измерение дает среднее из значений энергии излучения и энергии движения. Мы не будем здесь обсуждать точность и даже возможность температурных измерений в газах (эти вопросы рассматриваются в работах ²⁹, ¹²⁵–¹²⁷, ¹³⁰, ²⁰⁹, ²⁴⁵, ²⁷², ³⁰⁹, ³¹⁰, ⁴⁰⁸, ⁵⁰², а также в работах, цитированных в разделе VII), а остановимся лишь на следующем.

На основании температурного измерения, проведенного каким-либо одним способом, нельзя решить вопрос, находится ли система в тепловом равновесии или нет. Если же, измеряя температуру несколькими способами, связанными с различными формами энергии, мы приходим к одной и той же величине, то значит рассматриваемая плазма находится в строгом тепловом равновесии. В том случае, если подобный эксперимент приводит к различным цифрам, мы не можем говорить о тепловом равновесии, так как нет температуры в термодинамическом смысле этого слова, которую можно было бы задать для всей плазмы. Несмотря на это, принято называть «температурами» цифры, получаемые различными измерениями и в случае их несовпадения. В этом смысле говорят о температуре электронов, температуре излучения, температуре ионизации и температуре газа. Эти величины соответствуют распределениям скоростей электронов или атомов, степени ионизации или относительному числу атомов, находящихся на данном уровне, для системы в равновесии. Поэтому нельзя возражать против применения слова «температура» в указанном смысле; в противном случае надо было бы, желая быть последовательным, отклонить такие установившиеся термины, как «черная температура», «цветная температура» ³⁰⁹ светового источника или температура излучения ⁴⁰⁹.

Как было показано в разделе I, отклонения плазмы от положения равновесия различны для разных форм энергии.

В основу практического определения теплового равновесия мы положим закон равномерного распределения. Желая иметь суждение об отдельных формах энергии, например, энергии движения электронов или атомов, мы можем, кроме того, определить температуру этих форм энергии из максвелловского распределения при измерениях зондом (см. раздел I) или при определении доплеровского расширения спектральных линий.

Можно, однако, привлечь еще более косвенный критерий — принцип детального равновесия (ср. VIII, с). Если установлено, что принцип детального равновесия имеет место при взаимодействии двух форм энергии, то, значит, они находятся в равновесии по отношению один к другому. Если, как мы это покажем в разделе IX, b, принцип детального равновесия выполняется для электронного газа и атомных термов, то, значит, электроны и атомные термы пришли в состояние взаимного равновесия. При этом, конечно, подобное положение не имеет места для, скажем, взаимодействия электронов и энергии движения атомов.

Когда принцип детального равновесия выполняется для любых форм энергии, можно говорить о строгом тепловом равновесии. Плотность излучения плазмы может быть значительно меньше плотности излучения абсолютно черного тела той же температуры, и это не нарушает состояния равновесия^{409 1)}. Нельзя, конечно, считать невозможным тепловое равновесие плазмы на том основании, что спектр ее линейчатый, т. е. резко отличается от «черного».

б. Элементарные процессы в неизотермической плазме

Возвратимся к соображениям, изложенным в разделе VIII, d. Процесс передачи энергии электронным газом атомам и ионам заключается в основном в столкновениях электронов, получивших свою энергию от электрического поля, с атомами. При этом (раздел VIII, c) либо происходит увеличение кинетической энергии атома вследствие упругого удара, либо путем неупругого удара образуется возбужденный атом или пара зарядов. В стационарном состоянии изотермической плазмы как средняя кинетическая энергия атомов, так и число возбужденных атомов и ионов имеют твердые значения, определяющиеся температурой плазмы; это не имеет места в случае неизотермической плазмы. Отсюда следует, что принцип детального равновесия, регулирующий процессы созидания и разрушения компонент плазмы, не имеет неограниченного применения для неизотермической плазмы.

Рассмотрим упрощенную модель неизотермической плазмы. Она состоит из электронов, атомов и ионов.

Как было показано в разделе II, взаимодействие с микрополем всегда позволяет принять для электронов максвелловское распределение скоростей, которому можно приписать температуру T_- . Внешнее поле поддерживает эту температуру T_- . Непосредственной передачей энергии от поля ионам можно пренебречь. Далее примем, что пренебрежимым является обмен между различными формами энергии атомов или ионов по сравнению с энергетическим обменом, в котором участвуют электроны. Это значит, например, что возбужденные атомы образуются лишь при посредстве электронов, но не атомными или ионными ударами. Энергия, переданная атомному и ионному газу, покидает плазму посредством излучения или теплопроводности любого рода [мы включаем сюда также диффузию возбужденных атомов и ионов (см. VIII, d), а также обязательно амбиполярную диффузию (см. I)].

Рассмотрим атомный уровень k , участвующий в удалении энергии плазмы путем превращения энергии возбуждения в излучение. Энергия, излучаемая в 1 сек. атомами, находящимися на k -м уровне,

¹⁾ Коэффициент поглощения приблизительно изотермической плазмы может быть определен для данной температуры из отношения плотности излучения плазмы и черного тела. Величина его находится в пределах от 0,1 до 0,001.

равна

$$N_k \sum_i A_{ki} h\nu_{ki}.$$

Здесь N_k — концентрация атомов, A_{ki} — вероятность перехода и ν_{ki} — частоты линий, эмиттируемых k -ми атомами. Ради простоты примем, что k -атомы излучают одну линию, а именно соответствующую переходу на основной уровень 0. Уровень k возникает посредством электронного удара из главного уровня. Число таких переходов в 1 сек.

$$N_0 N_- S_{10}^I.$$

В стационарном случае

$$h\nu_{k0} \cdot N_0 N_- S_{10}^I = N_k A_{k0} h\nu_{k0}. \quad (9b, 1)$$

Это соотношение указывает, что энергия, переданная электронами термам k , излучается без остатка. При увеличении N_- значение N_k может стать любым. Температура, которая соответствует концентрации атомов, возбужденных до уровня k , N_k (см. IX, а), определяется отношением $N_k : N_0$; она может достигнуть величины, большей значений температуры электронов. Отсюда можно заключить (если принять справедливость второго начала термодинамики для стационарных, но термически неравновесных процессов), что соотношение (9b, 1) неполно, а именно, в правой его части не хватает члена, зависящего от концентрации электронов. В смысле рассуждений раздела VIII, с, этот недостающий член можно трактовать как электронные удары второго рода. Уравнение (9b, 1), следует тогда заменить таким⁹⁹, 137, 258:

$$N_0 N_- S_{10}^I = A_k A_{k0} + N_k N_- S_{10}^{II}. \quad (9b, 2)$$

О том, что второе начало термодинамики применимо для неизо-термической плазмы, говорит опыт. Копферман и Ладенбург^{256, 257} показали, что при увеличении концентрации электронов (и постоянной температуре электронов) концентрация возбужденных атомов в неизо-термической плазме разряда низкого давления возрастает не безгранично, а стремится к пределу, который может быть выражен

примерным равенством $\frac{N_k}{N_0} \approx e^{-\frac{h\nu_{k0}}{kT_-}}$.

Этот результат был подтвержден рядом других авторов²⁶⁴, измерявших концентрацию возбужденных атомов как непосредственно, так и косвенным путем⁴⁴¹. Этот результат имеет важнейшее значение для понимания процессов, протекающих в неизо-термической плазме, так как он позволяет применить приближенный принцип детального равновесия в форме (9b, 2)¹⁾.

Исходя из второго начала, мы можем сделать следующие заключения о поведении нашей упрощенной модели неизо-термической плазмы.

¹⁾ Соображения, изложенные в этом разделе, используются в последнее время в астрофизике для выяснения механизма излучения в туманностях и внешних атмосферах звезд, см. K. Wurm, Z. Astrophys., **14**, 321, 1937; O. Struve и K. Wurm, Astroph. J., **88**, 84, 1938.

1. Форма энергии, принимающая участие в переносе энергии во вне, — как непосредственно, так и при помощи промежуточных процессов, — получит температуру электронов, если только она (энергия) находится во взаимодействии с электронами. Таким образом, число метастабильных термов соответствует температуре электронов. При хорошей тепловой изоляции энергии движения атомов и ионов соответствуют температуре T_- или, если рекомбинация на границах затруднена, степень ионизации вычисляется из T_- при помощи формулы Шаха.

2. Если какая-либо форма энергии принимает участие в переносе энергии, то температура становится ниже электронной температуры и притом тем больше отличается от последней, чем меньше связь рассматриваемой формы энергии с электронами и чем больше связь с внешней средой.

В случае концентраций электронов столь малых, что ударами второго рода можно пренебречь, температура терма определяется выражением

$$kT_{k0} = \frac{eE_{k0}}{\ln A_{k0} - \ln N_- S_{k0}^I}. \quad (9b, 3)$$

Чем больше связь с электронами, т. е. чем больше эффективное число ударов $N_- S_{k0}^I$, тем выше T_{k0} . Напротив, при возрастании вероятности перехода A_{k0} , T_{k0} уменьшается.

Таким же образом можно для нашей модели вычислить температуру всех существующих форм энергии. Получают столько различных температур, сколько имеется форм энергии; при этом отдельные электронные термы надо рассматривать как различные формы энергии, если только различие в энергиях не $\ll kT_-$ (относительные числа атомов, возбужденных до уровней с малыми энергетическими различиями, соответствуют их статистическим весам²⁵⁷).

3. При увеличении N_- , если T_- постоянна, температуры всех форм энергии стремятся к T_- . Степень приближения определяется равенством типа (9b, 2) с учетом ударов второго рода; уравнение (9b, 3) заменяется следующим:

$$kT_{k0} = \frac{eE_{k0}}{\ln(A_{k0} + N_- S_{k0}^{II}) - \ln N_- S_{k0}^I}. \quad (9b, 4)$$

При увеличении N_- плазма все ближе подходит к состоянию теплового равновесия с электронным газом. Достижение состояния равновесия определяется, согласно (9b, 4), величинами A_{k0} и $S_{k0}^{I, II}$.

Вероятности перехода суть атомные константы, связанные с f_{k0} -числами (см. стр. 479) и со средними продолжительностями существования термов τ_{k0} следующим соотношением:

$$A_{k0} = \frac{8\pi e^2}{3mc^3} \cdot \gamma_{k0}^2 \cdot f_{k0} = \frac{1}{\tau_{k0}}; \quad \gamma_{k0} = \frac{E_{k0}}{h}. \quad (9b, 5)$$

Реабсорбция плазмой светового кванта, излученного атомом, действует как уменьшение числа A или увеличение среднего времени жизни излучающего атома.

Милном³⁵² было показано, что в качестве меры влияния реабсорбции следует ввести «эффективную» вероятность перехода $A_{эфф}$. Эта величина, в отличие от A_{k0} уравнения (8b, 5), зависит от давления, а именно, при увеличении давления уменьшается на несколько порядков величины от значения $A_{эфф} \approx A_{k0}$, а затем вследствие наступающего расширения линии вновь возрастает до значения A_{k0} (³⁵⁵, а также ^{205, 237, 238, 535, 538, 539, 571}). Интервал концентраций, внутри которого наблюдается это явление, лежит между 10^{14} и 10^{16} см^{-3} ; при этом имеются в виду атомы, способные поглощать. Таким образом, для возбужденных атомов этот интервал лежит при соответственно более высокой концентрации всех атомов. У ртутной плазмы при 6000° , которая излучает почти исключительно линии, исходящие с 2^3S - и 3^3D -уровней, этот интервал лежит между 10^{17} и 10^{20} атомов на 1 см^3 , в согласии с экспериментальными измерениями¹⁾.

Значения A_{k0} и $A_{эфф}$ имеют порядок величины от 10^9 до 10^4 .

Величины S_{k0} (см. раздел VIII, с) можно приближенно представить в виде произведения средней скорости электрона на среднее эффективное сечение для возбуждения. При скорости электрона 10^8 см/сек (соответствует примерно 1 V) и среднем эффективном сечении возбуждения 10^{-16} см^2 $S_{k0} \approx 10^{-8} \text{ см}^3/\text{сек}$.

Таким образом, при концентрации электронов 10^{12} см^{-3} и больше мы приближаемся к области равновесия. Такие концентрации электронов осуществимы при концентрациях атомов от 10^{12} см^{-3} и выше. В соответствии с данным в разделе VIII, с определением величины S эффективные сечения для передачи кинетической энергии имеют величину порядка 10^{-20} см^2 . Таким образом, энергия движения атомов приходит в равновесие с электронами при концентрациях последних примерно в 10^4 раз больших, т. е. при концентрациях атомов от 10^{19} см^{-3} . Эффективное сечение ионизации электронным ударом должно иметь размеры $10^{-18} \text{ — } 10^{-19} \text{ см}^2$, так что явление насыщения заметно в области атомных концентраций $10^{17} \text{ — } 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Эти данные указывают различие между плазмой низкого давления — явление насыщения только для атомных термов, и плазмой высокого давления — явление насыщения для всех форм энергии. На основании работ Манкофа³⁴¹, Витте⁵⁵⁵, Гёрмана²²³ и Эленбааса^{110–114} можно с уверенностью утверждать наличие локального теплового равновесия²⁾ при атомных концентрациях выше 10^{19} см^{-3} .

4. Энергетический поток, покидающий плазму в виде той или иной формы энергии, может достигать значительных величин, несмотр-

¹⁾ В. А. Фабрикант и Ф. Бутаева¹³³, Р. Ромпе и В. Туре^{437, 443}. В Hg-разряде реабсорбция заметна при давлении порядка 1 ат и ею можно пренебречь при давлениях выше 20 ат .

Обратное возрастание вероятности перехода при увеличении ширины линий можно наглядно представить себе как уменьшение вероятности того, что два атома излучают в точности одну и ту же частоту.

²⁾ Лучше говорить о локальном тепловом равновесии, потому что в плазмах разряда, исследованных в цитированных работах, имел место сильный спад температуры во вне.

ря на приближенное равновесие с электронным газом. Рассмотрим, например, снова возбуждение атомного терма; при этом пусть выполняется уравнение (9b, 2)

$$N_0 N_- S_{01}^I = N_1 A_{10} + N_1 N_- S_{10}^{II}. \quad (9b, 2)$$

Наше условие равновесия выполнено, если

$$N_0 N_- S_{01}^I \approx N_1 N_- S_{01}^{II} \gg N_1 A_{10},$$

тогда справедливо также

$$N_1 \approx N_0 e^{-\frac{E_{10}}{kT}}.$$

Излучение σ определенного терма дается выражением

$$\sigma = h\nu_{10} \cdot \bar{g}_{10} \cdot A_{10} \cdot N_0 \cdot e^{-\frac{h\nu_{10}}{kT}}. \quad (9b, 6)$$

Уравнение (9b, 6), представляющее собой закон Вина для случая малых коэффициентов поглощения, справедливо тогда, когда реабсорбцией в самой плазме можно пренебречь (см. выше). Если рассмотреть в качестве примера соотношения, имеющие место в ртутной плазме весьма высокого давления, а именно $N_- \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $S^I \approx 10^{-8} \text{ см}^3/\text{сек}$, $N_0 \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$, то левая часть уравнения (9b, 2) примерно равна 10^{-29} . Это значит, что в 1 сек. образуется 10^{29} возбужденных атомов, способных к излучению. Член $N_1 A_{10}$, характеризующий излучение, равен 10^{23} , если положить $\frac{N_1}{N_0} \approx 10^{-4}$ и $A_{10} \approx 10^8$. Следовательно, на каждые 10^6 возбуждающих ударов приходится один акт излучения. Отсюда видно, что потеря энергии на излучение совершенно незначительно нарушает состояние равновесия и что число ударов второго рода практически равно числу ударов первого рода. Принимая для средней энергии излучаемого кванта значение $0,5 \cdot 10^{-19} \text{ W/сек}$, получаем для энергетического потока из 1 см^3 величину порядка $5 \cdot 10^3 \text{ W}$. Наблюдаемый при указанных условиях полный (по всему спектру) поток энергии^{108, 109} имеет величину приблизительно $20 \cdot 10^3 \text{ W/сек}$. Наша примерная оценка приводит, таким образом, к вполне приемлемым величинам.

При непрерывной потере энергии температура электронов плазмы должна быть, хотя бы и незначительно, выше температуры газа. Манкоф и Витте^{341, 555} оценивают это различие величиной $20-100^\circ$ при температуре электронов в 6000° . Примерно к такой же величине, а именно, к отношению температура газа: температура электронов = 0,97, приходит Зоммермейер⁴⁸⁸, который вычислил эту цифру, используя формулу Кравата⁶⁶ для мощности, передаваемой электронным газом атомному при учете обратных процессов. Кроме того, принято, что нагревание газа в плазме высокого давления в случае одноатомного газа обуславливается в основном упругими соударениями электронов с атомами газа¹⁾.

¹⁾ О влиянии упругих соударений электронов с ионами см. примечание ²⁾ на стр. 206.

Сказанное выше справедливо не только для плазмы при очень высоких давлениях, но и для плазмы низкого давления. В общем случае, правда, установление равновесия между энергией движения и электронной температурой не имеет места.

Абсолютная величина энергетического потока, существующего в плазме, не позволяет судить о термодинамическом состоянии плазмы; в общем случае малых потоков энергии (малая концентрация электронов!) отклонения от состояния равновесия велики; при больших потоках энергии отклонения уменьшаются. В качестве меры приближения к состоянию равновесия может служить соотношение отдельных членов уравнения баланса типа (9b, 2). Если мощность, передаваемая электронами посредством ударов первого рода атомному газу («полная мощность»), есть величина того же порядка, что и мощность, переданная электронному газу в форме ударов второго рода («накопляемая мощность»), то имеет место состояние, близкое к тепловому равновесию. Мощность, уходящая из плазмы («действующая мощность»), может все же принимать весьма большие значения как разность двух очень больших чисел, одинаковых по порядку величины.

с. Баланс энергии в неизотермической плазме

Энергия, переданная электронам электрическим полем, должна равняться сумме энергий всех форм покидающих плазму. В том случае, если рассматриваемая форма энергии в гораздо большей степени излучается, чем передается электронному газу, можно полагать мощность, передаваемую электронами атомному газу, равной мощности, покидающей плазму, в результате чего сильно упрощается вычисление. Подобное пренебрежение можно делать при атомных концентрациях, меньших 10^{17} см^{-3} , и степенях ионизации, меньших 10^{-2} для кинетической энергии атомов и ионизации; в случае малых концентраций электронов это пренебрежение справедливо для суммарной мощности, уходящей из плазмы³⁴⁹.

Мощность, отдаваемую во вне неизотермической плазмой, делят на три части: перенос кинетической энергии, т. е. классическая теплопроводность, излучение энергии возбуждения, перенос ионизационной энергии посредством амбиполярной диффузии или ионной теплопроводности.

Мощность, получаемая электронами неизотермической плазмы от электрического поля, может быть представлена, согласно разделу III, в виде

$$N_e b_e E^2,$$

где b_e — подвижность электронов, а E — напряженность электрического поля. Следовательно,

$$N_e b_e E^2 = L_{изл} + L_{ион} + L_{кин}. \quad (9c, 1)$$

$L_{ион}$ обнаруживается при низких давлениях как теплота рекомбинации ионов и электронов, рекомбинирующих на стенке; $L_{кин}$ выступает как нагревание газа, вызванное в основном упругими соударени-

Таблица 7 (по VIII, с и IX, b)

	v см/сек	Число актов возбуждения в 1 сек. на 1 см ³ S ¹⁾		Число актов ионизации в 1 сек. на 1 см ³ S ²⁾		Число спонтанных актов излучения в 1 сек. на 1 см ³	Число актов свободной рекомбинации в 1 сек. на 1 см ³ 4) S ³⁾	
I	$\approx 10^8$	10 ⁻⁸	$1,8 \cdot 10^{16}$	10 ⁻¹⁰	$1,8 \cdot 10^{14}$	$1,8 \cdot 10^{16}$	10 ⁻¹³	10 ⁷
II	$\approx 5 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^{-10}$	$1,8 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{-12}$	$1,8 \cdot 10^9$	$1,8 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{-15}$	$5 \cdot 10^4$
III	$\approx 6 \cdot 10^7$	1 -	$1,1 \cdot 10^{20}$	$6 \cdot 10^{-11}$	$1,1 \cdot 10^{18}$	10 ²⁰ 5)	$6 \cdot 10^{-14}$	$6 \cdot 10^{12}$
IV	$\approx 9 \cdot 10^7$	$9 \cdot 10^{-9}$	10 ²¹	$9 \cdot 10^{-11}$	10 ¹⁹	до 10 ²¹ 5)	$9 \cdot 10^{-14}$	$2,3 \cdot 10^{12}$
V	$\approx 4 \cdot 10^7$	$4 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{24}$	$4 \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{22}$	10 ²²	$4 \cdot 15^{-14}$	$4 \cdot 10^{14}$
VI	$\approx 4,5 \cdot 10^7$	$4 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{24}$	$4 \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{22}$	10 ²²	$4 \cdot 10^{-14}$	$4 \cdot 10^{16}$
VII	$\approx 4,5 \cdot 10^7$	$4,5 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{26}$	$4,5 \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{24}$	10 ²³	$4,5 \cdot 10^{-14}$	$4,5 \cdot 10^{18}$
VIII	$\approx 5 \cdot 10^7$	5. С -	10 ²⁸	$5 \cdot 10^{-11}$	10 ²⁶	10 ²⁴	$5 \cdot 10^{-14}$	$5 \cdot 10^{20}$

1) Значение эффективного сечения для возбуждения принято равным 10^{-16} см².

2) Эффективное сечение для ионизации — 10^{-18} см².

3) Эффективное сечение для свободной рекомбинации 10^{-21} см².

4) При очень малых скоростях электронов эффективное сечение будет больше принятого.

5) Наблюдаемые величины меньше из-за реабсорбции.

яни электронов с атомами ⁴⁸⁷. Баланс энергии в плазме низкого давления исследовался, главным образом, Зоммермейером (Ne ^{487, 488}), Драйвестеном (Na ^{95, 98, 100}) и Молером (Cs ³⁵⁸). Обнаружилась резкая зависимость относительной величины трех членов правой части уравнения (9с, 1) от параметров разряда: давления, диаметра трубки и силы тока. При

Таблица 8

	Число атомов, находящихся в нормальном состоянии, в 1 см ³	Число возбужденных атомов в 1 см ³	Число ионов в 1 см ³	Число диссоциированных атомов в 1 см ³	Температура ионизации	Среднее излучение на 1 см ³ в ваттах ¹⁾
I	1,8 · 10 ¹⁴	до ≈ 10 ^{8 2)}	1 · 10 ¹⁰	≈ 0	3000	до ≈ 10 ⁻³
II	≤ 3,6 · 10 ¹⁴	≈ 10 ⁸	≤ 10 ⁶		2500	10 ⁻⁸
III	1,8 · 10 ¹⁵	≈ 10 ¹²	1 · 10 ¹³		6500	10 ²
IV	3,7 · 10 ¹⁶ до 1,8 · 10 ¹⁷	до ≈ 10 ^{13 2)}	5 · 10 ¹²		7500	до ≈ 100 ²⁾
V	5 · 10 ¹⁸	≈ 10 ¹⁴	1 · 10 ¹⁴	≈ 5 · 10 ¹⁸	≈ 6500	≈ 400
VI	5 · 10 ¹⁸	≈ 10 ¹⁴	1 · 10 ¹⁵		≈ 6800	≈ 500
VII	5 · 10 ¹⁹	≈ 10 ¹⁵	1 · 10 ¹⁶		≈ 7500	≈ 5000
VIII	5 · 10 ²⁰	≈ 10 ¹⁶	1 · 10 ¹⁷		≈ 8000	≈ 50 000

¹⁾ По уравнению (9b, 6).
²⁾ В случае, если установится равновесие с температурой электронов (см. IX, b).
³⁾ Наблюдаемые величины в 100—1000 раз меньше вследствие уменьшения *A*, вызванного реабсорбцией (см. IX, b).

постоянном диаметре трубки $L_{\text{ион}}$ перевешивает, если давление мало; при более высоком давлении перевешивает $L_{\text{кин}}$. Влияние силы тока, определяющее характеристику разряда, обсуждалось Ромпе и Шённом ^{441, 442}.

Для давлений от 1 до 8 ат в Hg Эленбаас ^{111—118} предлагает следующую экспериментальную формулу для суммарного излучения:

$$\mathcal{E} = f(L - A), \quad (9с, 2)$$

где *A* — доля энергии, покидающей плазму путем классической теплопроводности; *L* — общая энергия, отдаваемая плазмой, и *f* — константа, которая, например, для ртути равна 0,72. Недавно было указано ⁴³⁹, что (9с, 2) может быть также написано в форме

$$\mathcal{E} = L - (1 - f)L - fA;$$

член $(1 - f)L$ имеет смысл той части энергии, которая покидает плазму путем ионной теплопроводности. За то, что баланс энергии происходит по (9с, 3), говорит также еще ряд наблюдений; можно принять, что и для высоких давлений пригодна трехчленная формула типа (9с, 1). Член $(1 - f)L$ уменьшается при возрастании давления и постоянной температуры ¹¹¹.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. W. Allen, Phys. Rev., (2) **52**, 707, 1937.
2. W. P. Allis and H. W. Allen, Phys. Rev., (2) **52**, 703, 1937.
3. E. Amaldi and E. Segrè, Cim., **11**, 145, 1934.
4. » » Nature (Lond.), **132**, 444, 1933.
5. J. A. Anderson, Proc. nat. Acad. Amer., **6**, 42, 1920.
6. » Proc. nat. Acad. Amer., **8**, 231, 1922.
7. » Astrophys. J., **51**, 37, 1920; **75**, 394, 1932.
8. » and S. Smith, Astrophys. J., **64**, 295, 1926.
9. E. V. Appleton, Proc. URSI, Washington, 1927.
- 9a. » Quart. J. Roy. Soc. Meet. Suppl., **62**, 22, 1936.
10. » Proc. Roy. Soc. Lond., A **126**, 542, 1930.
11. » URSI London Congr., 1934.
12. » Nature (Lond.), **136**, 52, 1935.
13. » and E. C. Childs, Phil. Mag., **10**, 969, 1930.
14. » » F. W. Chapman, Proc. phys. Soc. Lond., **44**, 246, 1932.
15. E. V. Appleton and Ingram, Nature (Lond.), **136**, 548, 1935.
16. » » R. Naismith, Proc. Roy. Soc. Lond., A **150**, 685, 1935.
17. F. L. Arnot, Nature (Lond.), **138**, 162, 1936.
18. » Proc. Roy. Soc. Lond., **156**, 538, 1936.
19. » Proc. Roy. Soc. Lond., **153**, 137, 1937.
20. » Proc. Roy. Soc. Lond., **158**, 157, 1937.
21. C. J. Bakker, Proc. Amsterdam, **36**, 589, 1933.
22. R. W. Bacher and S. Goudsmit, Atomic Energie States, New York, 1932.
23. H. Bartels, Physik. Z., **28**, 727, 1927.
24. » Physik. Z., **33**, 932, 1932.
25. » Z. Physik, **79**, 345, 1932.
26. » u. H. Noack, Z. Physik, **64**, 465, 1930.
27. F. Becker u. W. Grotrian, Ergebn. exakt. Naturwiss., **7**, 8, 1928.
28. R. Becker, Z. Physik, **18**, 328, 1923.
29. J. G. Bennett and M. Pirani, Symposium on Gas Temperature Measurements, J. Inst. Fuel. Lond., 1938.
30. L. Bergmann u. W. Düring, Ann. Physik, **1**, 1041, 1929.
31. W. P. J. van Berkel, Physica, **5**, 230, 1938.
32. W. E. Berkeley and R. C. Mason, Phys. Rev., **37**, 1679, 1931.
33. » » Phys. Rev., **38**, 943, 1931.
34. F. Bloch and N. E. Bradbury, Phys. Rev., **48**, 689, 1935.
35. L. Blok, Philips techn. Rdsch., **1**, 87, 1936.
36. C. Boeckner and F. L. Mohler, Bur. of. Stand. J. of Res., **10**, 357, 1933.
37. N. Bohr, Diss., Kopenhagen, 1911.
38. L. Boltzmann, Gastheorie, 1923.
39. H. G. Booker, Proc. Roy. Soc. Lond., **147**, 352, 1934.
40. F. Borgnis, Ann. Physik, **31**, 497, 1938.
41. M. Born, Optik, Berlin, 1933 (русск. перевод, ДНТВУ, Харьков, 1937).
42. P. E. Boucher, Phys. Rev., (2) **26**, 807, 1925.
43. G. Breit, Proc. I. R. E., **15**, 709, 1927.
44. A. K. Brewer and J. W. Westhoven, J. phys. Chem., **33**, 883, 1929.
45. A. K. Brewer and J. W. Westhoven, J. phys. Chem., **34**, 153, 1930.
46. » » J. phys. Chem., **34**, 554, 1930.
47. » » J. phys. Chem., **34**, 1280, 1930.
48. » » J. phys. Chem., **34**, 2343, 1930.
49. » » P. D. Kueck, J. phys. Chem., **35**, 1281, 1931.
50. » » J. phys. Chem., **35**, 1293, 1931.
51. » » J. phys. Chem., **36**, 2133, 1932.
52. » » J. phys. Chem., **36**, 2395, 1932.

53. A. K. Brewer and P. D. Kueck, J. phys. Chem., **37**, 889, 1933.
54. » » » J. phys. Chem., **37**, 897, 1933.
55. » » » J. phys. Chem., **38**, 889, 1934.
56. » » » J. phys. Chem., **38**, 1051, 1934.
57. K. Brockmann, Diss., Berlin, 1915.
58. E. F. Buchmann, Z. techn. Physik, **15**, 180, 1934.
59. S. Chapman, Proc. Roy. Soc. Lond., A **132**, 353, 1931.
60. A. Coehn u. G. Jung, Müller-Pouillet, II. Aufl., Bd. 4, 4, S. 492ff., 1934.
61. K. T. Compton, Phys. Rev., **36**, 706, 1930.
62. » et J. Langmuir, Rev. Mod. Phys., **2**, 123, 1930.
63. » » » Rev. Mod. Phys., **3**, 191, 1931.
64. » L. A. Turner and W. H. McCurdy, Phys. Rev., **24**, 597, 1924.
65. A. M. Corbino, Physik. Z., **12**, 561, 1911.
66. A. M. Cravath, Phys. Rev., **36**, 248, 1930.
67. W. Crookes, Vortrag 1879, deutsche Übersetzung v. H. Gretschel, 5 Neudruck, Leipzig, Johann Ambrosius Barth, 1912.
68. M. Gurie, C. r. Acad. Sci. Paris, **177**, 1021, 1923.
69. H. Dänzer, Ann. Physik, (5) **2**, 27, 1929.
70. K. K. Darrow, Bell Syst. techn. Journ., **11**, 576, 1932.
71. » Electrical Phenomena in Gases, Baltimore, 1932.
72. C. G. Darwin, Proc. Roy. Soc. Lond., **146**, 17, 1934.
73. B. Davydov, Physik. Z. USSR, **8**, 59, 1935.
74. » Physik. Z. USSR, **9**, 433, 1936.
75. » Physik. Z. USSR, **12**, 269, 1937.
76. » u. L. Zmanovskaja, Techn. Physik USSR, **3**, 715, 1936.
77. P. Debye, Physik. Z., **25**, 97, 1924.
78. » u. E. Hückel, Physik. Z., **24**, 185, 1923.
79. » » » Physik. Z., **24**, 305, 1923.
80. » u. H. Falkenhagen, Physik. Z., **29**, 401, 1928.
81. W. Denecke, Ann. Physik., (5) **27**, 597, 1936.
82. » u. E. Lübcke, Physik. Z., **37**, 347, 1936.
83. J. M. Dewey, Phys. Rev., **35**, 155, 1930.
84. » Phys. Rev., **35**, 1439, 1930.
85. » and H. P. Robertson, Nature (Lond.), **121**, 709, 1928.
86. J. M. Dewey and H. P. Robertson, Phys. Rev., **31**, 973, 1928.
87. M. Didlauskis, Z. Physik, **74**, 624, 1932.
88. » Z. Physik, **77**, 352, 1932.
89. » Z. Physik, **82**, 709, 1933.
90. W. Dieminger, Ergebn. exakt. Naturwiss., **17**, 282, 1938.
91. H. B. Dorgelo, Z. Physik, **34**, 766, 1925.
92. P. Drude, Ann. Physik, (4) **1**, 566, 575, 1900.
93. » Ann. Physik, (4) **3**, 369, 1900.
94. » Ann. Physik, (4) **7**, 687, 1902.
95. M. J. Druvesteyn, Physik. Z., **33**, 856, 1932.
96. » Physica, **4**, 464, 1937.
97. » Physica, **5**, 561, 1938.
98. » Z. Physik, **81**, 571, 1933.
99. » et W. de Groot, Physica, **12**, 153, 1932.
100. » and N. Warmoltz, Phil. Mag., (7) **17**, 1, 1934.
101. Г. Спивак, ЖЭТФ, **6**, 1125, 1936.
102. W. E. Eccles, Proc. Roy. Soc. Lond., A **87**, 79, 1912.
103. L. Eckstein u. J. M. Freeman, Z. Physik, **64**, 547, 1930.
104. A. S. Eddington, Monthly Not. R. A. S., **88**, 369, 1928.
105. J. Eggert, Physik. Z., **20**, 570, 1919.
106. P. u. Th. Ehrenfest, Ergebn. Math. Wiss., Bd. 4, S. 32, 82.
107. A. Einstein, Physik. Z., **14**, 121, 1917.
108. W. Elenbaas, Physica, **1**, 211, 1934.
109. » Physica, **1**, 673, 1934.

110. W. Elenbaas, *Physica*, **2**, 169, 1935.
111. » *Physica*, **3**, 859, 1936.
112. » *Physica*, **4**, 279, 1937.
113. » *Physica*, **4**, 413, 1937.
114. » *Physica*, **5**, 568, 1938.
115. K. G. Emeleus and W. L. Brown, *Phil. Mag.*, **22**, 898, 1936.
116. » » R. W. Lunt, *Phil. Mag.*, **32**, 1504, 1936.
117. » » *Nature (Lond.)*, **137**, 404, 1936.
118. » » J. Sayers, *Proc. Roy. Irish. Acad.*, **44**, 87, 1938.
119. A. v. Engel u. M. Steenbeck, *Elektrische Gasentladungen*, 1932.
120. » » *Gasentladungen*, Bd. 2, S. 17ff., 1934.
121. A. v. Engel u. M. Steenbeck, *Gasentladungen*, Bd. 2, S. 20, 1934.
122. » » *Gasentladungen*, Bd. 2, S. 23, 1934.
123. » » *Gasentladungen*, Bd. 2, S. 25—28, 1934.
124. A. v. Engel u. M. Steenbeck, *Gasentladungen*, Bd. 2, S. 85ff, 1934.
125. A. v. Engel u. M. Steenbeck, *Wiss. Veröff. Siemens-Konz.*, **10**, 2, 1931.
126. A. v. Engel u. M. Steenbeck, *Wiss. Veröff. Siemens-Konz.*, **10**, 155, 1931.
127. A. v. Engel u. M. Steenbeck, *Wiss. Veröff. Siemens-Konz.*, **12**, 1, 1933.
128. A. v. Engel u. M. Steenbeck, *Wiss. Veröff. Siemens-Konz.*, **12**, 74, 1933.
129. A. v. Engel u. M. Steenbeck, *Wiss. Veröff. Siemens-Konz.*, **15**, 42, 1936.
130. A. v. Engel u. M. Steenbeck, *Arch. techn. Messen*, 2161—1, 1933.
131. P. Eversheim, *Diss.*, Bonn, 1902.
132. H. Ewest, *Z. techn. Physik*, **14**, 478, 1933.
133. W. A. Fabrikant u. F. Butaewa, *Sow. Phys.*, **9**, 383, 1936.
134. E. Fermi, *Moleküle und Kristalle*, 1938.
135. » *Z. Physik*, **26**, 54, 1924.
136. » *Cim.*, **11**, 157, 1934.
137. G. J. Finch u. L. G. Cowen, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A **111**, 257, 1926.
138. G. J. Finch u. L. G. Cowen, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A **116**, 529, 1927.
139. G. J. Finch u. D. L. Hodge, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A **124**, 303, 1929.
140. G. J. Finch u. L. G. Cowen, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A **125**, 532, 1929.
141. G. J. Finch, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A **129**, 656, 1930.
142. G. J. Finch u. W. L. Patrik, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A **133**, 173, 1931.
143. G. J. Finch u. E. A. J. Mahler, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A **143**, 482, 1934.
144. G. J. Finch, *J. chem. Soc. Lond.*, **57**, 32, 1935.
145. W. Finkelburg, *Kontinuierliche Spektren*, Berlin, 1938.
146. W. Finkelburg, *Z. Physik*, **83**, 297, 1934.
147. » *Z. Physik*, **88**, 763, 1934.
148. » *Z. Physik*, **88**, 768, 1934.
149. » *Phys. Rev.*, **45**, 341, 1934.
150. » *Phys. Rev.*, **88**, 297, 1934.
151. » *Phys. Rev.*, **88**, 768, 1934.
152. H. Fischer, *Ann. Physik*, (5) **27**, 81, 1936.
153. K. Försterling u. H. Lassen, *Ann. Physik*, **18**, 26, 1933.
154. R. H. Fowler, *Phil. Mag.*, **45** (6), 1, 1923.
155. » *Phil. Mag.*, **47** (6), 257, 1924.
156. » *Trans. Farad. Soc.*, **23**, 434, 1927.

157. C. v. Fragstein u. M. Arndt, Ann. Physik, **33**, 532, 1938.
158. J. Franck u. P. Jordan, Anregung von Quantensprüngen durch Stöße, Berlin, 1926.
159. M. Born u. J. Franck, Z. Physik, **31**, 411, 1925.
160. Ch. Füchtbauer, P. Schulz u. A. F. Brand, Z. Physik, **90**, 403, 1934.
161. W. Fursow u. A. Wlassow, Physik. Z. USSR, **10**, 378, 1936.
162. D. Gabor, Z. Physik, **84**, 493, 1933.
163. » Z. Physik, **84**, 474, 1933.
164. » Z. techn. Physik, **13**, 560, 1932.
165. » Physik. Z., **34**, 38, 1933.
166. S. Gangopadhyaya and R. Khartgir, Phil. Mag., (7) **25**, 883, 1938.
167. M. E. Gardner, Phys. Rev., **51**, 144, 1937.
168. G. Gehlhoff, Z. techn. Physik, **1**, 37, 1920.
169. E. Gerber, Ann. Physik, (5) **20**, 529, 1934.
170. H. Gerdien u. A. Lotz, Z. techn. Physik, **4**, 157, 1923.
171. » » » Z. techn. Physik, **5**, 515, 1924.
172. W. M. Goodall, Proc. I. R. E., **25**, 1414, 1937.
173. A. H. van Gorcum, Physica, **3**, 207, 1936.
174. M. Gorschkow u. J. Maslakowez, Techn. Physik USSR, **3**, 824, 1936.
175. G. Goubau, Hochfrequenz u. Elektroakustik, **45**, 179, 1935.
176. » Hochfrequenz u. Elektroakustik, **46**, 37, 1935.
177. B. Granovsky, B. Klarfeld u. W. A. Fabrikant, Techn. Physik USSR, **7**, 1895, 1937.
178. B. Granovsky, B. Klarfeld u. W. A. Fabrikant, Techn. Physik, **8**, 971, 1938.
179. W. de Groot, Z. Physik, **50**, 559, 1928.
180. » Z. Physik, **55**, 52, 1929.
181. » u. F. M. Penning, Geiger-Scheels Handb. d. Physik, Bd. 22, Berlin, 1936.
182. W. Grotian, Graphische Darstellung der Linienspektren, Berlin, 1923.
183. » Naturwiss., **27**, 555, 1939.
184. A. Güntherschulze, Z. Elektrochem., **30**, 283, 1924.
185. » Z. Elektrotechn., **30**, 386, 1924.
186. H. Gutton, Ann. d. Phys., **13**, 62, 1930.
187. » C. r. Acad. Sci. Paris, **188**, 385, 1929.
188. » et J. Clément, C. r. Acad. Sci. Paris, **184**, 441, 1927.
189. » » » C. r. Acad. Sci. Paris, **184**, 676, 1927.
190. » » » Onde électr., **6**, 137, 1927.
191. G. L. Guy, Ann. Chim. Phys., **18**, 5, 1879.
192. » C. r. Acad. Sci. Paris, **88**, 420, 1879.
193. » C. r. Acad. Sci. Paris, **134**, 1764, 1912.
194. С. Д. Гвоздовер, ЖЭТФ, **7**, 867, 1937.
195. » Physik. Z. USSR, **12**, 164, 1937.
196. » Physik. Z. USSR, **12**, 180, 1937.
197. A. Hagenbach, Ann. Physik, (4) **5**, 276, 1901.
198. » Ann. Physik, (4) **8**, 568, 1902.
199. » u. H. Koenen, Z. wiss. Photogr., **1**, 342, 1903.
200. G. E. Hale and N. A. Kent, Publ. Verkes. Obs., **3** (1), 23, 1903.
201. H. Hamada, Phil. Mag., (7) **12**, 50, 1931.
202. V. v. Hamos, Ann. Physik, **7**, 857, 1930.
203. W. Hanle u. K. Larché, Ergebn. exakt. Naturwiss., **10**, 285, 1931.
204. D. R. Hartree, Proc. Camb. phil. Soc., **27**, 143, 1931.
205. L. J. Hayner, Phys. Rev., **26**, 364, 1925.
206. A. H. Heatley, Phys. Rev., (2) **52**, 235, 1937.
207. W. Heitler u. F. London, Z. Physik, **44**, 455, 1927.
208. E. F. M. v. d. Held u. L. S. Ornstein, Z. Physik, **77**, 459, 1932.
209. F. Henning, Thermometrie, Berlin, 1926.
210. » Ann. Physik, (5) **13**, 599, 1932.

211. P. K. Hermann, Z. techn. Physik, **17**, 482, 1936.
212. A. V. Hershey, Phys. Rev., (2) **51**, 146, 1937.
213. G. Hertz, Verh. dtsch. physik. Ges. **284**, 1917.
214. K. F. Herzfeld, Ann. Physik. (4) **51**, 261, 1916.
215. » Kinetische Theorie der Wärme, Müller-Pouillet, Lehrbuch der Physik, Bd. 3, S. 2, Braunschweig, 1925.
216. R. Holm, Z. Physik, **75**, 171, 1932.
217. Holtsmarck, Physik. Z., **20**, 162, 1919.
218. » Physik. Z., **25**, 73, 1924.
219. » Ann. Physik, (4) **58**, 577, 1919.
220. W. Holz u. R. Müller, Ann. Physik, **34**, 489, 1939.
221. J. J. Hopfield, Phys. Rev., **35**, 1133, 1930.
222. » Phys. Rev., **36**, 784, 1930.
223. H. Hörmann, Z. Physik, **97**, 552, 1935.
224. Th. J. van Horst u. C. Krygsman, Physica, **1**, 114, 1934.
225. W. V. Houston, Phys. Rev., **54**, 884, 1938.
226. F. G. Houtermans, Z. Physik, **83**, 19, 1933.
227. W. J. Humphreys, Astrophys. J., **26**, 18, 1907.
228. L. G. H. Huxley, Phil. Mag., (7) **23**, 208, 1937.
229. » Phil. Mag., (7) **23**, 210, 1937.
230. Th. V. Ionescu, C. r. Acad. Sci. Paris, **203**, 537, 1936.
231. V. Ionescu et C. Mikue, J. d. Physique, **6**, 35.
232. Isigardi, Z. Elektrotechn., **21**, 404, 1912.
233. H. Jancke, Z. Physik, **99**, 169, 1936.
234. J. Johannesson, Ann. Physik, **13**, 953, 1932.
235. E. Justi, Spez. Wärme... technischer Gase, Berlin, 1938.
236. P. Keck, Ann. Physik, (5) **15**, 903, 1932.
237. C. Kenty, Phys. Rev., **42**, 823, 1932.
238. » Phys. Rev., **43**, 181, 1933.
239. H. Kessel, Z. Physik, **70**, 614, 1931.
240. T. J. Killian, Phys. Rev., **35**, 1238, 1930.
241. A. S. King, Astrophys. J., **62**, 238, 1925.
242. B. Kirschstein u. F. Koppelman, Wiss. Veröff. Siemens-Konz., **16** (3), 26, 1937.
243. O. Klein u. K. Rosseland, Z. Physik, **4**, 46, 1921.
244. H. Klumb, Physik. Z., **33**, 445, 1932.
245. O. Knoblauch u. K. Hencky, Anleitungen zu genauen technischen Temperaturmessungen, München, 1926.
246. M. Knoll, F. Ollendorff u. R. Rompe, Gasentladungstabellen, Berlin, 1934.
247. E. Kobel, Phys. Rev., **36**, 1636, 1930.
248. W. Koch, Physik, Z. **36**, 855, 1935.
249. » Z. techn. Physik, **16**, 461, 1935.
250. R. Kollath, Physik. Z., **31**, 1002, 1930.
251. » Physik. Z., **31**, 985, 1930.
252. B. J. Kömmnick, Ann. Physik, **15**, 273, 1932.
253. H. Konen, Ann. Physik, **9**, 742, 1902.
254. V. Kondratjew u. A. Leipunsky, Z. Physik, **50**, 366, 1928.
255. » » » Z. Physik, **56**, 353, 1929.
256. H. Kopfermann u. R. Ladenburg, Z. Physik, **48**, 26, 1928.
257. » » » Z. Physik, **65**, 167, 1930.
258. » » » Naturwiss., **19**, 513, 1931.
259. » » W. Tietze, Z. Physik, **56**, 604, 1929.
260. W. Kovalenko, D. Rozansky u. L. Sena, Techn. Physik USSR, **1**, 9, 1934.
261. Ch. A. Kraus, Phys. Rev., **18**, 40, 1904.
262. » Phys. Rev., **18**, 89, 1904.
263. P. Kraus, Ann. Physik, (5) **29**, 449, 1937.
264. K. Krebs, Z. Physik, **101**, 604, 1936.
265. H. Krefft, Physik. Z., **32**, 948, 1931.
266. » Z. Physik, **77**, 752, 1932.

267. H. Krefft, Techn. Wiss. Abh. Osram-Konz., **4**, 33, 1936.
268. » L. Larche u. F. Rössler, Z. techn. Physik, **17**, 374, 1936.
269. H. Krefft u. M. Pirani, Z. techn. Physik, **14**, 393, 1933.
270. » » R. Rompe, Naturwiss., **19**, 269, 1931.
271. » » » Z. Physik, **73**, 681, 1932.
272. J. Krönert, Arch. techn. Messen, 242—1, 1931.
273. J. Kudar, Z. Physik, **57**, 705, 1929.
274. H. Kuhn, Z. Physik, **61**, 805, 1930.
275. J. Kunz, Phys. Rev., **39**, 183, 1932.
276. R. Ladenburg, Z. Physik, **4**, 451, 1921.
277. » Z. Physik, **28**, 15, 1928.
278. » u. S. Levy, Z. Physik, **65**, 189, 1930.
279. » » St. Loria, Physik. Z., **9**, 875, 1908.
280. R. Ladenburg, Physik. Z., **27**, 789, 1926.
281. » u. G. Wolfsohn, Z. Physik, **63**, 616, 1930.
282. » » » Z. Physik, **65**, 207, 1930.
283. C. Lanczos, Z. Physik, **68**, 204, 1931.
284. » Z. Physik, **65**, 431, 1930.
285. L. Landau, Physik. Z. USSR, **10**, 154, 1936.
286. » Z. Physik, **64**, 629, 1930.
287. Landolt-Börnstein, 3. Erg.-Bd., S. 2315.
288. P. Langevin, Ann. Chim. Phys., **28**, 289, 1903.
289. J. Langmuir, J. am. chem. Soc., **34**, 860, 1912.
290. » J. am. chem. Soc., **37**, 417, 1915.
291. » J. am. chem. Soc., **38**, 1145, 1916.
292. » Gen. electr. Rev., **26**, 731, 1923.
293. » J. Frankl. Inst., **196**, 751, 1923.
294. » Phys. Rev., **26**, 585, 1925.
295. » Z. Physik, **46**, 271, 1928.
296. » Proc. nat. Acad. Amer., **14**, 627, 1928.
297. » Proc. nat. Acad. Amer., **14**, 634, 1928.
298. » and K. B. Blodgett, Phys. Rev., **22**, 347, 1923.
299. » » H. Mott-Smith, Phys. Rev., **28**, 727, 1926.
300. » » » Gen. electr. Rev., **27**, 449, 1924.
301. » » » Gen. electr. Rev., **27**, 538, 1924.
302. » » » Gen. electr. Rev., **27**, 616, 1924.
303. » » » Gen. electr. Rev., **27**, 766, 1924.
304. » » » Gen. electr. Rev., **27**, 762, 1924.
305. » » » Gen. electr. Rev., **27**, 770, 1924.
306. » » » Gen. electr. Rev., **27**, 810, 1924.
307. » » » Gen. electr. Rev., **28**, 727, 1926.
308. E. O. Lawrence and F. G. Dunnington, Phys. Rev., **35**, 396, 1930.
309. E. Lax u. M. Pirani, Lichttechnik auf physikalischer Grundlage, Handb. d. Physik, Geiger-Scheel, Bd. XIX, Berlin, 1928.
310. E. Lax u. M. Pirani, Temperaturmessung, Ullmanns Ergebnisse der technischen Chemie, Berlin, 1934.
311. R. Lichtenstein, Physik. Z., **39**, 646, 1938.
312. Lind, Trans. am. Electr. chem. Soc., **52**, 37, 1927.
313. » J. am. chem. Soc., **50**, 1767, 1928.
314. » J. am. chem. Soc., **51**, 365, 1929.
315. » J. am. chem. Soc., **51**, 2811, 1929.
316. » J. am. chem. Soc., **52**, 4450, 1930.
317. » Trans. am. Electr. chem. Soc., **59**, 159, 1934.
318. » Trans. am. Electr. chem. Soc., **59**, 165, 1934.
319. E. G. Linder, Science (N. Y.), **84**, 353, 1934.
320. » Phys. Rev., **49**, 753, 1936.
321. W. Lochte-Holtgeven, Z. Physik, **64**, 443, 1930.
322. » u. H. Mäcker, Z. Physik, **105**, 1, 1937.
323. L. B. Loeb, Trans. am. Electr. chem. Soc., **55**, 131, 1929.

324. L. B. Loeb, Z. Physik, **75**, 555, 1932.
325. » Phys. Rev., **49**, 684, 1935.
326. » Phys. Rev., **51**, 1110, 1937.
327. » and H. E. Bradbury, J. Frankl. Inst., **213**, 181, 1932.
328. F. London, Z. Physik, **63**, 245, 1939.
329. » Z. physik. Chem., **11**, 222, 1930.
330. H. A. Lorentz, Proc. Amsterdam, **7**, 438, 1905.
331. » Proc. Amsterdam, **7**, 575, 1905.
332. » Proc. Amsterdam, **7**, 684, 1905.
333. H. A. Lorentz, Götting. Vortr., 1914.
334. E. Lübecke, Physik Z., **33**, 890, 1932.
335. O. Lühr, Phys. Rev., **36**, 24, 1930.
336. Th. Lyman, Astrophys. J., **60**, 1, 1924.
337. M. Mächler, Z. Physik, **104**, 1, 1936.
338. A. J. Maddock, Proc. phys. Soc. Lond., **48**, 57, 1936.
339. F. Maier-Leibnitz, Z. Physik, **95**, 499, 1935.
340. R. Mannkopff, Z. Physik, **76**, 396, 1932.
341. » Z. Physik, **86**, 161, 1933.
342. E. Marx, Ann. Physik, **2**, 793, 1900.
343. R. C. Mason, Phys. Rev., **51**, 28, 1937.
344. H. S. W. Massey, Cambridge Univ. Press, 1938.
345. K. W. Meissner, Ann. Physik, **76**, 124, 1925.
346. » Physik. Z., **26**, 687, 1925.
347. » u. W. Graffunder, Ann. Physik, **84**, 1009, 1927.
348. W. v. Meyern, Z. Physik, **111**, 46, 1938.
349. G. Mierdel, Wiss. Veröff. Siemens-Konz., **17** (3), 71, 1938.
350. V. P. Mihū, C. r. Acad. Sci. Paris, **207**, 52, 1938.
351. E. A. Milne, Phil. Mag., (6) **47**, 209, 1924.
352. » J. Lond. math. Soc., **1**, 1, 1926.
353. H. R. Mimno, Rev. Mod. Phys., **9**, 1, 1937.
354. » Rev. Mod. Phys., **9**, 21, 1937.
355. A. C. G. Mitchell and M. W. Zemansky, Resonance Radiation and Excited Atoms, Cambridge, 1934 (русск. перевод, М., 1938).
356. K. Mitra and G. Banerjes, Nature (Lond.), **136**, 512.
357. S. K. Mitra, Nature (Lond.), **142**, 914, 1938.
358. E. L. Mohler, J. of Res. Nat. Bur. of Stand., **9**, 25, 1932.
359. » J. of Res. Nat. Bur. of Stand., **9**, 493, 1932.
360. » J. of Res. Nat. Bur. of Stand., **17**, 849, 1937.
361. » J. of Res. Nat. Bur. of Stand., **19**, 447, 1937.
362. » J. of Res. Nat. Bur. of Stand., **19**, 559, 1937.
363. F. Möglich, K. H. Riewe u. R. Rompe, Ann. Physik, (5) **35**, 735, 1939.
364. W. Molthan, Z. Physik, **98**, 227, 1935.
365. B. E. Moore, Astrophys. J., **54**, 191, 1921.
366. » Astrophys. J., **54**, 246, 1921.
367. Ph. M. Morse, W. P. Allis and E. S. Lamar, Phys. Rev., **48**, 412, 1935.
368. N. F. Mott and H. S. W. Massey, Theorie of Atomic Collisions, Oxford, 1933.
369. Müller-Pouillet, IV (3), S. 318, Braunschweig, 1933.
370. » IV (4), 11 Aufl., S. 122, Beitrag von A. Eucken u. A. Etzrodt, 1934.
- 370a. J. L. Myer, Z. Physik, **87**, 1, 1933.
371. W. Nernst, Boltzmann-Festschrift, S. 904, Leipzig, 1904.
372. Th. Neugebauer, Z. Physik, **106**, 474, 1937.
373. F. H. Newmann, Phil. Mag., **15**, 601, 1933.
374. W. M. Nielsen, Physica, **16**, 721, 1930.
375. K. F. Niessen, Physik. Z., **33**, 705, 1932.
376. H. Niewodniczanski, Acta Physica Polonica, **5**, 111, 1936.
377. W. B. Nottingham, J. Frankl. Inst., **206**, 43, 1928.
378. D. v. Oettingen, Ann. Physik, (5) **19**, 513, 1934.

379. O. Oldenberg, Z. Physik, **47**, 184, 1927.
380. » Z. Physik, **51**, 605, 1928.
381. » Z. Physik, **55**, 1, 1920.
382. L. Onsager, Physik Z., **23**, 277, 1927.
383. » Trans. Farad. Soc., **23**, 341, 1927.
384. L. S. Ornstein, Proc. Acad. Sci. Amsterdam, **38**, 3, 1935.
385. » u. H. Brinkmann, Proc. Acad. Sci. Amsterdam, **34**, 33, 1931.
386. L. S. Ornstein u. H. Brinkmann, Proc. Acad. Sci. Amsterdam, **34**, 498, 1931.
387. L. S. Ornstein u. A. Beunes, Z. Physik, **77**, 72, 1932.
388. » » D. Vermeulen, Proc. Acad. Sci. Amsterdam, **34**, 764, 1931.
389. L. S. Ornstein, J. G. Eymers u. J. Wouder, Proc. Acad. Sci. Amsterdam, **34**, 505, 1931.
390. L. S. Ornstein u. P. J. Haringhuizen, Z. Physik, **77**, 788, 1932.
391. » » E. F. M. v. d. Held, Ann. Physik, **85**, 953, 1928.
392. » » S. Sambursky, Proc. Acad. Sci. Amsterdam, **34**, 339, 1931.
393. L. S. Ornstein u. W. R. van Wijk, Proc. Acad. Sci. Amsterdam, **33**, 44, 1930.
394. L. S. Ornstein u. W. R. van Wijk, Z. Physik, **49**, 315, 1928.
395. » Physik. Z., **32**, 517, 1931.
396. » u. H. Brinkmann, Physica, **1**, 797, 1934.
397. M. Pannekoek, Handb. d. Astrophys., Bd. 3.
398. F. Paschen, Berl. Ber., 135, 1926.
399. P. O. Pederson, Ausbreitung von Radiowellen, Kopenhagen, 1927.
400. R. Peierls, Z. Physik, **80**, 763, 1933.
401. S. J. Pekar, Bull. Acad. Sci. USSR, **4**, 467, 1938.
402. R. Penndorf, Naturwiss., **25**, 774, 1937.
403. F. M. Penning, Nature (Lond.), Aug. 1926.
404. » Physica, **5** (4), 286, 1938.
405. » Physica, **6**, 241, 1926.
406. F. S. Phillips, Proc. Roy. Soc. Lond., **89**, 39, 1913.
407. F. B. Pidduck, Phys. Rev., (2) **53**, 197, 1938.
408. M. Pirani und R. Rompe, Trans. Am. electrochem. Soc., **69**, 417, 1936.
409. M. Planck, Wärmestrahlung, Leipzig, 1930.
410. » Ann. Physik, **75**, 673, 1924.
411. B. vander Pool, Diss., Utrecht, 1920.
412. L. Posener, Z. Physik, **75**, 809, 1932.
413. W. M. Preston, Phys. Rev., **49**, 140, 1936.
414. » Phys. Rev., **51**, 298, 1937.
415. W. Prokofjew, Z. Physik, **50**, 701, 1928.
416. » u. G. Gamow, Z. Physik, **44**, 887, 1927.
417. » » W. Solowjew, Z. Physik, **48**, 276, 1928.
418. K. Przibram, Geiger-Scheels Handb. d. Physik, Bd. 22, S. 349 bis 363, 1926.
419. Lord Rayleigh, Proc. Roy. Soc. Lond., **114**, 620, 1927.
420. » Nature (Lond.), **123**, 488, 1929.
421. E. Reichrudel u. G. Spiwak, Z. techn. Physik USSR, **3**, 983, 1933.
422. F. Reiche, Verh. dtsch. physik. Ges., **15**, 1, 1913.
423. E. F. Richter, Z. Physik, **81**, 539, 1933.
424. E. Rieke, Wiedemanns Ann., **66**, 376, 1898.
425. » Ann. Physik, **66**, 545, 1898.
426. K. H. Riewe, Z. Physik, **107**, 680, 1937.
427. » Z. Physik, **109**, 753, 1938.
428. » Z. Physik, **110**, 393, 1938.
429. » Z. physik. Chem., (A) im Druck.
430. » u. R. Rompe, Z. Physik, **111**, 79, 1938.
431. » » Z. Physik, **105**, 478, 1937.

432. R. Risch u. F. Lüdi, Z. Physik, **75**, 812, 1932.
433. W. Rogowski, Z. Physik, **98**, 399, 1935.
434. » z. B. Arch. Elektrotechn., **26**, 649, 1932.
435. R. Rompe, Z. Physik, **101**, 214, 1936.
436. R. Rompe, Z. techn. Physik, **17**, 381, 1936.
437. » u. P. Schulz, Z. Physik, **108**, 654, 1938.
438. » » » Z. Physik, **110**, 223, 1938.
439. » Z. Physik, **113**, 10, 1939.
440. » u. W. Thouret, Z. Physik, **112**, 369, 1939.
441. » » M. Schön, Z. Physik, **111**, 345, 1938.
442. » Z. Physik, **108**, 265, 1938.
443. » u. W. Thouret, Z. techn. Physik, **19**, 352, 1938.
444. D. Roschdestwensky, Ann. Physik, **39**, 307, 1912.
445. » Trans. opt. Inst. Len., **2**, № 313, 1921.
446. F. Rössler, Z. Physik, **112**, 667, 1939.
447. » u. F. Schönherr, Physik. Z., **39**, 902, 1938.
448. A. Rubinowicz u. J. Blaton, Ergebn. exakt. Naturwiss., **11**, 176, 1932.
449. R. D. Rusk and A. L. Peckham, Phys. Rev., **46**, 425, 1934.
450. H. N. Russell, Ap. J., **55**, 119, 1922.
451. J. Rybner, Onde élect., **7**, 428, 1928.
452. M. N. Saha, Phil. Mag., **40**, 472, 1920.
453. » Proc. Roy. Soc. Lond., A **99**, 135, 1931.
454. » Z. Physik, **6**, 40, 1921.
455. J. Salpeter, Physik. Z., **14**, 201, 1913.
456. » J. drahtl. Telegr., **8**, 247, 1914.
457. R. A. Sawyer and L. Becker, Astrophys. J., **57**, 98, 1923.
458. O. Scherzer, Arch. Elektrotechn., **33**, 207, 1939.
459. E. Schmidt, Z. Physik, **31**, 475, 1925.
460. E. Schrödinger, Handb. d. Physik, Bd. 10.
461. » Sitzsberg. preuss. Akad. Wiss., №. 19/24, 435, 1925.
462. P. Schulz, Physik. Z., **39**, 412, 1938.
463. » Z. Physik (в печати).
464. W. Schütz, Z. Physik, **71**, 301, 1931.
465. R. Seeliger, Physik. Z., **30**, 329, 1929.
466. » Naturwiss., **20**, 711, 1932.
467. R. Seeliger, Einführung in die Physik der Gasentladungen, 2, Aufb., 1934.
468. R. Seeliger, Angewandte Atomphysik., Berlin, 1938.
469. » u. M. Steenbeck, Z. Physik (в печати)
470. E. Segrè u. G. C. Wick, Proc. Acad. Sci. Amsterdam, **36**, 534, 1933.
471. L. Sena, Techn. Physik USSR, **1**, 551, 1935.
472. » Bull. Akad. Sci. USSR, **4**, 475, 1938.
473. W. Schottky, Physik. Z., **25**, 342, 1924.
474. » Physik. Z., **25**, 635, 1924.
475. » u. J. v. Issendorff, Z. Physik, **31**, 163, 1925.
476. A. Sibold, Helvet. physica Acta, **9**, 123, 1936.
477. W. Sigrist, Helvet. physica Acta, **10**, 73, 1937.
478. H. Sirk, Ann. Physik., **44**, 437, 1914.
479. J. Slepian and R. C. Mason, Phys. Rev., **37**, 779, 1931.
- 479a. J. Slepian, Trans. Am. Inst. electr. Eng., **49**, 421, 1930.
480. R. H. Sloane and R. Press, Nature (Lond.), **141**, 872, 1938.
481. » Proc. Roy. Soc. Lond., A **168**, 284, 1938.
482. » and E. I. R. McGregor, Phil. Mag., **18**, 193, 1934.
483. A. Slutzkin, Physik. Z. USSR, **12**, 215, 1937.
484. A. Smakula, Z. Physik, **86**, 185, 1933.
485. J. A. Smit, Physica, **3**, 543, 1936.
486. S. Smith, Astrophys. J., **61**, 186, 1925.
487. K. Sommermeyer, Ann. Physik, **13**, 315, 1932.
488. » Ann. Physik, **28**, 240, 1937.

489. K. Sommermeyer, Z. Physik, **87**, 741, 1934.
490. » Z. Physik, **90**, 232, 1934.
491. J. Spencer-Smith, Phil. Mag., (7) **19**, 806, 1935.
492. » Phil. Mag., (7) **19**, 1016, 1935.
493. G. Spiwak u. E. Reichrudel, Physik. Z. USSR, **9**, 655, 1936.
494. » » Physica, **3**, 301, 1936.
495. M. Steenbeck, Z. Physik, **76**, 260, 1932.
496. » Physik. Z., **33**, 809, 1932.
497. » Müller-Pouillet's Lehrb. d. Physik, Bd. 4, Teil 3, S. 340, Braunschweig, 1933.
498. M. Steenbeck, Wiss. Veröff. Siemens-Konz., **15** (2), 1, 1936.
499. » Z. techn. Physik, **18**, 593, 1937.
- 499a. » Wiss. Veröff. Siemens-Konz., 1939 (в печати).
500. U. Stille, Ann. Physik, **17**, 635, 1933.
501. H. Stuecklen, Z. Physik, **30**, 24, 1924.
502. Symposium on Gas Temperature Measurements, J. Inst. Fuel. Lond., 1938.
503. R. Tanberg, Phys. Rev., **35**, 1080, 1930.
504. M. Taylor, Proc. phys. Soc. Lond., **45**, 245, 1933.
505. » Proc. phys. Soc. Lond., **46**, 408, 1934.
506. E. Teller, Z. Physik, **67**, 311, 1931.
507. D. Th. Ter Horst, H. Brinkmann and L. S. Ornstein, Physica, **2**, 652, 1935.
508. L. H. Thomas, Proc. Roy. Soc. Lond., A **121**, 464, 1928.
509. J. J. Thomson, Phil. Mag., **11**, 697, 1931.
510. » and G. P. Thomson, Conduction of Electricity through Gases, 3. Aufl. 1928 u. 1933.
511. J. J. Thomson and G. P. Thomson, Conduction of Electricity through Gases, 3. Aufl., Bd. 2, S. 354 f.
512. J. J. Thomson and G. P. Thomson, Conduction of Electricity through Gases, 2. Aufl., S. 244.
513. E. Tiede u. F. Richter, Handb. d. Arbeitsmethoden in der anorganischen Chemie, Bd. 2, 2, Berlin u. Leipzig, 1925.
514. L. Tonks, Phys. Rev., **33**, 239, 1929.
515. » Phys. Rev., **37**, 1458, 1931.
516. » Phys. Rev., **38**, 1219, 1931.
517. » Phys. Rev., **46**, 278, 1934.
518. » Phys. Rev., **51**, 744, 1937.
519. » Phys. Rev., **51**, 1025, 1937.
520. » Phys. Rev., **55**, 674, 1939.
521. » and W. P. Allis, Phys. Rev., (2) **52**, 710, 1937.
522. » » J. Langmuir, Phys. Rev., **33**, 195, 1929.
523. » H. Mott-Smith and J. Langmuir, Phys. Rev., **28**, 104, 1926.
524. J. S. Townsend, Phil. Mag., (7) **22**, 145, 1936.
525. » Phil. Mag. (7) **23**, 481, 1937.
526. » and M. H. Pakkala, Phil. Mag., **14**, 418, 1932.
527. A. Unsöld, Physik der Sternatmosphären, Berlin, 1938.
528. » Z. Astrophys., **12**, 56, 1936.
529. » Ann. Physik, **33**, 608, 1938.
530. W. Uyterhoven, Philips techn. Rdsch., **3**, 161, 1938.
531. » Elektrische Gasentladungslampe, Berlin, Julius Springer, 1938.
532. H. B. Wahlin, Phys. Rev., **37**, 260, 1931.
533. E. Warburg, Wied. Ann., **40**, 14, 1890.
534. J. S. Watt, Phys. Rev., (2) **25**, 25, 1925.
535. J. S. Webb, Phys. Rev., **24**, 113, 1924.
536. » and L. A. Pardue, Phys. Rev., **31**, 1122, 1928.
537. » » Phys. Rev., **32**, 946, 1928.
538. » and H. A. Messenger, Phys. Rev., **33**, 319, 1929.
539. » » Phys. Rev., **40**, 466, 1932.

540. V. Weisskopf u. E. Wigner, Z. Physik, **63**, 54, 1930.
- 540a. » Ann. Physik, **9**, 23, 1931.
541. » Z. Physik., **75**, 287, 1932.
542. » Z. Physik., **77**, 398, 1932.
543. » Physik Z., **34**, 1, 1933.
544. W. Weizel, Bandenspektren, Handb. f. Experimentalphysik, Erg.-Bd. 1, 1931.
545. W. Weizel, Phys. Rev., **38**, 642, 1931.
546. W. R. van Wijk, Z. Physik, **64**, 315, 1930.
547. E. J. Willey, Trans. Farad. Soc., **30**, 230, 1934.
548. H. A. Wilson, Proc. Camb. phil. Soc., **11**, 249, 1902.
549. » Proc. Camb. phil. Soc., **11**, 391, 1902.
550. » Phys. Rev., (2) **3**, 375, 1914.
551. J. G. Winjans, Phys. Rev., **38**, 583, 1931.
552. » Phys. Rev., **39**, 745, 1932.
553. » Phys. Rev., **41**, 388, 1932.
554. » Phys. Rev., **42**, 800, 1932.
555. H. Witte, Z. Physik, **88**, 415, 1934.
556. G. Wolfsohn, Z. Physik, **63**, 634, 1930.
557. » Z. Physik, **83**, 234, 1933.
558. » u. R. Ladenburg, Z. Physik, **65**, 207, 1930.
559. R. W. Wood, Physik. Z., **10**, 425, 1909.
560. » Physik. Z., **13**, 353, 1912.
561. A. Wüllner, Poggendorfs Ann., **137**, 337, 1869.
562. » Poggendorfs Ann., **147**, 321, 1871.
563. K. Wurm, Handb. d. Astrophys., Bd. III, 2, Bandenspektren, 1930.
564. J. Wyneken, Ann. Physik, **86**, 1071, 1928.
565. H. Zahn, Verh. dtsch. physik. Ges., **15**, 1203, 1913.
566. H. Zeise, Z. Elektrochem., 758, 1933.
567. » Z. Elektrochem., 895, 1933.
568. » Z. Elektrochem., 662, 1934.
569. » Z. Elektrochem., 884, 1934.
570. » Z. Elektrochem., 267, 1935.
571. M. W. Zemansky, Phys. Rev., **29**, 513, 1927.
572. » Phys. Rev., **36**, 219, 1930.
573. J. Zenneck, Verh. dtsch. physik. Ges., (3) **18**, 33, 1937.
574. » Erg. kosmet. Physik, **3**, 1, 1938.
575. » u. G. Goubau, Hochfrequenztechn., **37**, 207, 1931.