

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Э. И. Асиновский, А. В. Кириллин, Г. А. Кобзев, К  
вопросу о непрерывном излучении азотной плазмы,  
*ТВТ*, 1968, том 6, выпуск 4, 746–749

<https://www.mathnet.ru/tvt5808>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.171

22 мая 2025 г., 14:11:42



УДК 533.932.535.338

К ВОПРОСУ О НЕПРЕРЫВНОМ ИЗЛУЧЕНИИ АЗОТНОЙ ПЛАЗМЫ

Э. И. Асиновский, А. В. Кириллин, Г. А. Кобзев

В настоящей работе исследовался спектр азота ( $\lambda = 2500 \div 20000 \text{ \AA}$ ) при  $p = 1 \text{ атм}$  и  $T = 10000\text{--}16000^\circ \text{K}$ . Отметим, что в работе [1], посвященной аналогичному исследованию, диапазон длин волн был заключен между 4300 и 6300  $\text{\AA}$ , а температура изменялась от 10500 до 13000° К. В работе [2] была получена температурная зависимость коэффициента излучения азота от 9500 до 13500° К для  $\lambda = 4955 \text{ \AA}$ , а в [3] проведены измерения при  $T = 13000^\circ \text{K}$ , в том же, что у нас, спектральном интервале.

Одна из основных целей как данного исследования, так и проведенных в [1—3], заключалась в определении сечения фотоотрыва отрицательного иона азота. Для этого из коэффициента излучения в работах [1—3] выделялась доля, приходящаяся

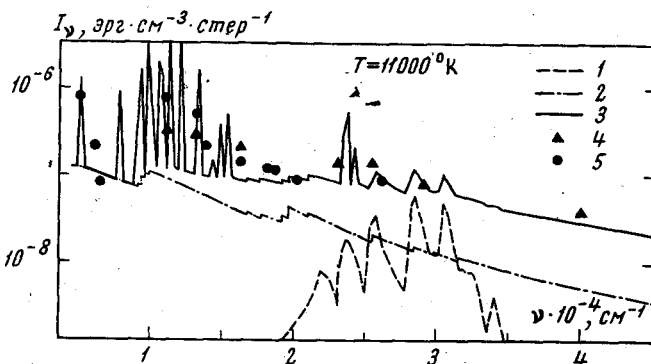


Рис. 1. Интенсивность излучения азотной плазмы. Точки — эксперимент, данные настоящей работы. Теория:

1 — вклад молекул; 2 — вклад электрон-ионного континуума; 3 — суммарная интенсивность; 4 — ДФС-13; 5 — ЗМР-2.

на свободно-свободные и свободно-связанные переходы в поле положительного иона азота. Остаток идентифицировался как излучение, обусловленное свободно-связанными переходами электрона в поле атома азота.

Разделение континуума на составляющие ниже 13500° К ненадежно. Необходимо иметь уверенность в том, что теоретические данные для электрон-ионного континуума верны. Такой контроль возможен, если имеются экспериментальные данные при 15000—16000° К, где даже по оценкам сверху вклад N<sup>-</sup>-континуума пренебрежимо мал, и все излучение определяется переходами электронов в полях, положительных ионов. Указанный контроль произведен в настоящей работе.

В качестве источника азотной плазмы использовалась стабилизированная электрическая дуга [4]. Применялось следующее спектральное оборудование: дифракционный спектрограф ДФС-13 ( $D = 4 \text{ \AA/мм}$ ) с фотографической регистрацией спектра и монохроматор ЗМР-2 со стеклянной плазмой ( $D = 44 \text{ \AA/мм}$ ) с фотоэлектрической регистрацией. Во втором случае приемниками излучения служили фотомножитель ФЭУ-22 и фотосопротивления марки ФС-А1 ( $R = 65 \div 100 \text{ ком}$ ). Сигнал регистрировался самопишущим потенциометром ЭПП-09 с постоянной времени  $\tau = 1 \text{ сек}$ . При работе с монохроматором изображение дуги (1:1) перемещалось поперек входной щели прибора со скоростью  $v = 0,5 \text{ мм/мин}$  при помощи подвижного зеркала.

В обоих методах измерения в качестве эталона яркости применялась слаботочная угольная дуга [5]. Так как измерения излучения азотной дуги проводились поперек столба, при обработке производился пересчет по уравнению Абея [6]. Для отнесения полученных величин яркости континуума к температуре была получена зависимость осевой температуры дуги от тока для выбранного диаметра канала  $d = 3 \text{ мм}$ .

Указанная температурная зависимость была получена путем измерения абсолютных интенсивностей линий N I 4935 Å ( $A_{mn} = 1,61 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$ ) и N II 3996 Å ( $A_{mn} = 1,53 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$ ) при помощи дифракционного спектрографа ДФС-13.

На рис. 1 и 2 приведены некоторые из полученных нами экспериментальных результатов.

На рис. 1 также представлены рассчитанные по данным и методике [7] полная интенсивность излучения азотной плазмы и вклады молекул и электрон-ионного континуума. Состав азотной плазмы для  $T$ , меньших  $12000^\circ \text{ К}$ , брался из [8], а для больших  $T$  рассчитывался авторами с использованием обычной дебаевской поправки к потенциалу ионизации атома. Расчет интенсивности излучения проводился с шагом  $250 \text{ см}^{-1}$ . Учтен реальный сдвиг порогов фотоионизации в длинноволновую сторону вследствие преобразования верхних членов спектральных серий в непрерывный спектр. Сечения фотоионизации с уровнем  $3s, 3p, 3d, 4s, 4p, 4d, 5p$  рассчитаны по формулам Берджесса — Ситона, фотоионизация с  $4f$ -уровня — по формуле Крамерса, а с более высоких уровней и тормозные процессы на положительных ионах — по интегральной формуле Бибермана — Нормана [9], с учетом последних уточняющих расчетов Пич [10] для тормозных процессов. При этом сечения фотоионизации как с отдельных уровней, так и просуммированные, хорошо согласуются с данными [11].

Отметим, что в работе [2] электрон-ионный континуум рассчитан, по-видимому, неверно. В исследованной там точке  $\lambda = 4955 \text{ Å}$  вследствие сдвига порогов фотоионизации, имеющего место в любой реальной плазме, вклад вносят не только уровень  $3p^2P^o$ , но и остальные  $3p$ -уровни. Благодаря завышению в несколько раз вклада тормозных процессов и фотоионизации с уровней выше  $3d$ , рассчитанных в соответствии с методикой Грима [12] по водородоподобным формулам, эти ошибки компенсировались, и результат оказался близким к нашему.

На рис. 2 для трех различных длин волн приводятся построенные в функции от  $n_e^2 T^{-1/2}$  теоретические кривые для электрон-ионного континуума и экспериментальные интенсивности. Вклад электрон-ионного континуума почти линейно зависит от  $n_e^2 T^{-1/2}$ . В большом диапазоне  $p$  и  $T$  экспериментальные точки значительно превышают интенсивность излучения, определяемому электрон-ионным рекомбинационным и тормозным континуумом. Это превышение не может быть объяснено излучением молекул, что видно из рис. 1. При больших  $T$  относительный вклад молекул значительно меньше. Оценки тормозного излучения на атомах азота, согласно [7], при  $T = 11000^\circ \text{ К}$  и  $v = 6000 \text{ см}^{-1}$  дают для него величину, на порядок меньшую электрон-ионного континуума. При больших  $T$  и  $v$  вклад тормозных процессов на нейтралах заметно меньше.

Выделенная таким образом часть интенсивности может быть объяснена излучением при фотоприлипании с образованием  $N^-$ , на что ранее обращалось внимание в работах [1, 13]. Измерения в интервале длин волн  $\lambda = 6300\text{—}11000 \text{ Å}$  попадают в область, богатую спектральными линиями, и не несут достоверной информации о непрерывном спектре. Измерения при  $\lambda$ , меньших  $6300 \text{ Å}$ , содержат значительный вклад излучения  $N^-$ . Измерения при  $\lambda = 15800 \text{ Å}$  не обнаруживают заметного свечения  $N^-$ . Это позволяет не рассматривать ион  $N^-$  в состоянии  $^3P$ , образующийся из основного состояния атома азота  $^4S^o$ , с потенциалом отрыва порядка  $0,05 \text{ эв}$  [14].

Ион  $N^-$  в состоянии  $^1D$ , возникающий при прилипании электрона к атому азота

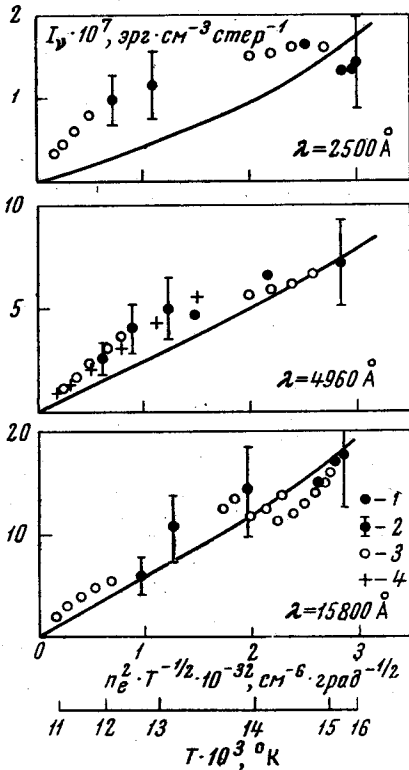


Рис. 2. Интенсивность излучения азотной плазмы в зависимости от величины  $n_e^2 T^{-1/2}$ . Сплошные кривые — электрон-ионный континуум теории. Экспериментальные точки:

1 — осевые; 2 — осевые с учетом погрешности; 3 — полученные из радиальных распределений; 4 — [2]

в возбужденном  $2D^0$ -состоянии, имеет потенциал отрыва порядка  $1,1 \text{ эВ}$  [1]. Непосредственное измерение скачка в излучении  $N^-$  при изменении частоты вблизи предполагаемого порога в наших условиях невозможно из-за наличия здесь большого числа спектральных линий. Наши данные не противоречат указанному значению порога. На рис. 3 представлены значения сечения фотоотрыва  $N^-$  (в  $\text{см}^2$ ), которые получены авторами для иона в состоянии  $1D$ . На рис. 1 сплошной кривой изображена рассчитанная суммарная интенсивность излучения электрон-ионного континуума, спектральных линий, молекулярных полос и отрицательного иона азота. В этом расчете

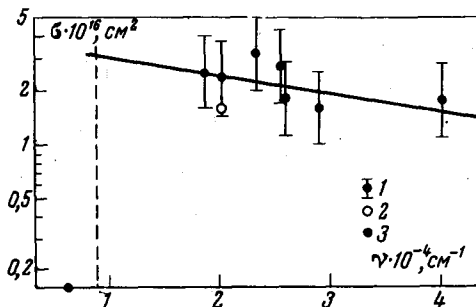


Рис. 3

Рис. 3. Сечение фотоотрыва  $N^-$ . Экспериментальные точки:

1 — данные настоящей работы; 2 — [2]; 3 — данные настоящей работы,  $\lambda = 15800 \text{ \AA}$ , свечения  $N^-$  не обнаружено

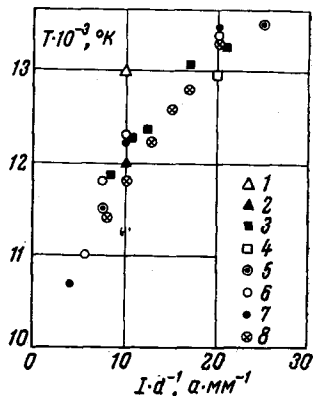


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость осевой температуры азотной дуги от отношения тока к диаметру стабилизирующего канала. Экспериментальные данные:

1 — [1], диаметр канала  $d = 7 \text{ мм}$ , температура измерена по линии N I 4935/15  $\text{\AA}$ ; 2 — [20],  $d = 5 \text{ мм}$ , N I 4935  $\text{\AA}$ ; 3 — [15],  $d = 4$  и  $8 \text{ мм}$ , континуум  $\lambda = 4955 \text{ \AA}$ , калиброванным по N I 4935; 4 — [16],  $d = 5 \text{ мм}$ , H  $\beta$ , N I 4935  $\text{\AA}$ , N II 3996  $\text{\AA}$ , континуум  $\lambda = 6130 \text{ \AA}$ ; 5 — [17],  $d = 4 \text{ мм}$ , линии N II,  $d = 8 \text{ мм}$ , NI 4915  $\text{\AA}$ , N I 4935  $\text{\AA}$ ; 6 — [18],  $d = 5 \text{ мм}$ , N I 4935  $\text{\AA}$ , N II 3995  $\text{\AA}$ , 4488  $\text{\AA}$ , 5045  $\text{\AA}$ , N III 4013  $\text{\AA}$ ; 7 — [19],  $d = 5 \text{ мм}$ , N I 4935  $\text{\AA}$ , H  $\beta$ , N II 3996  $\text{\AA}$ , континуум  $\lambda = 5900 - 6200 \text{ \AA}$ ; 8 — данная работа,  $d = 3 \text{ мм}$ , N I 4935  $\text{\AA}$ , N II 3996  $\text{\AA}$

сечение  $N^-$  описывалось приближенным выражением [7]:  $\sigma(\nu) = 1,6 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$  — для  $9000 \text{ см}^{-1} < \nu < 20000 \text{ см}^{-1}$  и  $\sigma(\nu) = 2 \cdot 10^{-16} (1 - 10^{-5} \nu) \text{ см}^2$  — для  $\nu > 20000 \text{ см}^{-1}$ . Использование сечения рис. 3 улучшает согласие эксперимента и расчета.

Суммарная погрешность экспериментальных данных оценивается нами в 30% для суммарных измерений интенсивности и 50–70% — для сечений  $N^-$ .

Полученные значения сечения фотоотрыва  $N^-$  согласуются с данными [2] и существенно превосходят результаты [1]. Это связано, по-видимому, с ошибкой в измерении температуры в [1]. На рис. 4 приведено сравнение измерений температуры на оси азотной дуги, выполненных различными авторами [1, 2, 15–20], из которого видно, что температура в [1] завышена примерно на  $1000^\circ \text{ К}$ . Сечение фотоотрыва  $N^-$ , полученное по данным [1] с учетом указанного, согласуется с данными настоящей работы.

В заключение авторы выражают благодарность Л. М. Биберману и А. Е. Шейндину за интерес к работе и Г. Э. Норману за полезные обсуждения.

Институт высоких температур  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
15 IV 1968

#### ЛИТЕРАТУРА

1. G. Boldt. Z. Phys., 154, 330, 1959.
2. J. C. Morris, R. U. Krey, G. R. Bach. J. Quant. Spectr. Rad. Transfer, 6, 727, 1966.
3. J. C. Morris, G. R. Bach, R. U. Krey, R. W. Liebermann, J. M. Yos. AIAA, 4, 1223, 1966.
4. Э. И. Асиновский, Е. В. Дроханова, А. В. Кириллин, А. Н. Лагарьков. Теплофизика высоких температур, 5, 739, 1967.
5. J. Euler. Arbeitsmethoden optische Pyrometrie, Leipzig, 1960.
6. K. Bockasten. J. Opt. Soc. Amer., 51, 943, 1961.
7. И. В. Авилова, Л. М. Биберман, С. Я. Бронин, В. С. Воробьев, В. М. Замалин, Г. А. Кобзев, А. Н. Лагарьков, А. Х. Мнацаканян, Г. Э. Норман. Докл. на III Всесоюзном съезде по теор. и прикл. механике, Москва, январь, 1968.

8. А. С. Плешанов. Сб. Физическая газодинамика, теплообмен и термодинамика газов высоких температур. Изд-во АН СССР, 1962.
9. Л. М. Биберман, Г. Э. Норман. Оптика и спектроскопия, 8, 433, 1960; Успехи физ. наук, 91, 193, 1967.
10. G. Peach. Mem. R. astr. Soc., 71, 1, 1967.
11. G. Peach. Mem. R. astr. Soc., 71, 29, 1967.
12. H. R. Griem. Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill, N. Y., 1964.
13. Г. Э. Норман. Оптика и спектроскопия, 14, 593, 1963.
14. B. Edlen. J. Chem. Phys., 33, 98, 1960.
15. C. F. Knorr, R. W. Liebermann, W. L. Bade, J. M. Yos. Proc. Intern. Conf. Ioniz. Phenomena in Gases, Belgrad, 1965.
16. F. Burnhorn. Z. Phys., 155, 42, 1959.
17. Richter J. Z. f. Astrophys., 51, 177, 1961.
18. E. Schade. Intern. conf. on Phenomena in Gases, report 4238, Vienna, 1967.
19. H. Maesker. Proc. Intern. Conf. Ioniz. Phenomena in Gases, vol. 11, North-Holland Publ. Company, Amsterdam, 1962.
20. J. C. Morris, G. R. Bach. IEEE, NS-11, № 1, 1964.

Примечание редакции. Статья К. И. Серяков встретила возражения при рецензировании, что вызвало значительную задержку ее публикации. Печатается в порядке обсуждения.

УДК 533.95

## К ВОПРОСУ О ТЕРМОДИНАМИКЕ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

К. И. Серяков

В настоящее время, как известно, влияние взаимодействия заряженных частиц на термодинамические свойства плазмы может быть описано только в рамках теории Дебая — Хюккеля, справедливой при условии

$$\frac{e^2}{\rho_D kT} \ll 1 \quad \left( \rho_D = \left[ \frac{4\pi e^2 (n_e + \sum z^2 n_i z)}{kT} \right]^{-1/2} \right)$$

где  $\rho_D$  — дебаевский радиус. В [1] для описания неидеальной плазмы на основании качественных соображений вводятся следующие потенциалы, создаваемые в точке нахождения данного заряда остальными заряженными частицами плазмы:

$$\psi_I^z = ze / \rho_D \quad \text{при } n \leq n_{кр}, \quad \psi_{II}^z = -Aze / r_0 \quad \text{при } n \geq n_{кр},$$

где  $n_i^z$  — плотность  $z$ -кратно заряженных ионов, атомов и электронов.

$$\left( n = \sum_z n_i^z, \quad n_{кр} = \frac{3}{4\pi} \left( \frac{kT}{z^2} e^2 \right)_{\max}^3, \quad r = \left( \frac{3}{4\pi n} \right)^{1/3} \right).$$

При  $n = n_{кр}$  имеем  $\psi_I = \psi_{II}$ , откуда получается величина  $A$ , зависящая от концентраций (только в случае плазмы, состоящей из электронов и однозарядных ионов,  $A = \sqrt{3}$ ).

Необходимо сказать, что метод Эккера — Кролля, несмотря на свой оценочный характер, приобрел широкое распространение. Однако можно показать, что способ экстраполяции потенциала в сверхкритическую область [1] не вполне корректен.

По-видимому, полное число частиц в  $\psi_{II}^z$  должно представлять собой сумму плотностей частиц разного сорта с весовыми множителями, зависящими от заряда. При  $z = 0$  этот множитель должен быть равен нулю, благодаря чему исключаются нейтральные атомы, при иных  $z$  зависимость множителя от знака заряда должна быть четной. Этим условиям удовлетворяет

$$n = \sum z_i^2 n_i^z,$$

причем только при такой форме записи  $n$  возможна стыковка  $\psi_I$  и  $\psi_{II}$  на прямой  $n = n_{кр}$ , при которой величина  $A$  была бы постоянной, не зависящей от концентраций.

Полагая  $r_0 = (3/4\pi n)^{1/3}$ ,  $n_{кр} = 3/4\pi (kT/e^2)^3$  и  $\rho_D = (4\pi e^2 n / kT)^{-1/2}$ , имеем

$$\psi_I^z = -ze / \rho_D \quad \text{при } n \leq n_{кр}, \quad \psi_{II}^z = -\sqrt{3} ze / r_0 = -ze / r_0' \quad \text{при } n \geq n_{кр}.$$