

УДК 533.9

КОРОТКОВОЛНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПЛОТНОЙ ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЫ

© 2024 г. В. П. Крайнов^{a,*}, Б. М. Смирнов^b^aМосковский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия^bОбъединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: vpkrainov@mail.ru

Поступила в редакцию 04.05.2024 г.

После доработки 20.06.2024 г.

Принята к публикации 25.06.2024 г.

Рассчитана интенсивность фоторекомбинационного излучения, которая определяет излучение термодинамически равновесной горячей плазмы при заметной степени ионизации. В случае воздуха вклад коротковолнового излучения в области длин волн 60–100 нм в полную мощность излучения составляет примерно 90%. При температурах выше 10 кК этот вклад не зависит от температуры.

Ключевые слова: фоторекомбинация, плазменная неустойчивость, канал молнии, формула Крамерса

DOI: 10.31857/S0367292124080082, **EDN:** OANVXR

1. ВВЕДЕНИЕ

Объектом исследования данной работы является излучение плотной плазмы с заметной степенью ионизации, которая образуется под действием внешнего источника, с ориентацией на плазму проводящего канала молнии в момент прохождения по нему электрического тока на стадии возвратного удара, т.е. при прохождении максимального электрического тока. Такая плазма образуется путем возбуждения и ионизации газа или пара, состоящего из атомов с незаполненной электронной оболочкой. Рассмотрим особенности этой плазмы и создаваемого ею излучения.

Энергетическое равновесие между электронами и атомами такой плазмы создается в результате столкновения электронов с атомами, при котором в условиях сохранения структуры электронной оболочки изменяется электронное состояние атома. При атмосферном давлении атомного газа или пара время установления этого равновесия оценивается в наносекунды, что превышает время установления равновесия для электронной подсистемы, если плотность электронов превышает величину $N_e \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Поэтому рассматриваемая плазма является термодинамически равновесной, т.е. она характеризуется определенной температурой T , одинаковой для атомов и электронов.

Рассматриваемая плазма, создаваемая электрическим током, является неустойчивой. Даже при попытке стабилизировать ее внешним магнитным полем возникает тококонвективная неустойчивость [1, 2], приводящая к распаду плазмы с потерей ее формы. В отсутствие магнитного поля эта неустойчивость приводит к неравномерному расширению плазмы с образованием язычков плазмы, поскольку время развития неустойчивости превышает время разлета плазмы. Плазма с наименьшим размером порядка 1 см стабильно существует, по крайней мере, в течение времени $\tau \sim 10^{-5} \text{ с}$. Таким образом, мы имеем дело с импульсной плазмой, которая образуется в результате прохождения электрического тока через газ или пар под действием излучения, в том числе, лазерного, а также под действием быстрых проходящих через газ макроскопических частиц и тел, в частности, космических тел, проходящих через атмосферу. Формируемая импульсная плазма является источником рассматриваемого излучения.

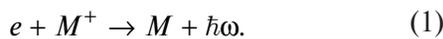
Отметим, что при равновесных условиях степень ионизации газа становится заметной, когда потенциал ионизации атомов примерно на порядок величины превышает тепловую энергию атомов. Это следует из распределения Саха [3, 4] вследствие большой величины статистического веса для состояний непрерывного спектра. Соот-

ветственно, энергия фотона, возникающего из-за фоторекомбинации электрона и иона с образованием атома в основном состоянии, на порядок величины превышает энергию теплового фотона. Тем самым, равновесная горячая плазма является источником нетеплового жесткого излучения.

2. ПРОЦЕСС ФОТОРЕКОМБИНАЦИИ

Рассмотрим излучение ионизованного газа, которое при заметной степени ионизации определяется столкновениями электронов и ионов и приводит к образованию связанных состояний электронов и ионов. Будем считать, что характерная энергия электронов значительно меньше соответствующей атомной энергии, как это имеет место в реальной плазме. При этом тормозное излучение плазмы непрерывно переходит в рекомбинационное излучение по мере увеличения частоты перехода.

Сосредоточим внимание на фоторекомбинационном излучении, которое происходит по схеме



Для классического электрона, когда начальное и конечное состояния соответствуют классическому характеру движения электрона, сечение фоторекомбинации σ_r электрона с энергией ε и иона с образованием высоковозбужденного атома с главным квантовым числом n и фотона с частотой ω дается формулой Крамерса [5]

$$\sigma_r = \frac{8\pi\alpha^3 Ry^2 a_B^2}{3\sqrt{3} \varepsilon \hbar\omega n^3}, \quad Ry = \frac{me^4}{\hbar^2}, \quad a_B = \frac{\hbar^2}{me^2}. \quad (2)$$

При этом закон сохранения энергии для процессов фоторекомбинации электрона и иона имеет вид

$$\hbar\omega - \frac{Ry}{2n^2} = \varepsilon = \frac{mv^2}{2}. \quad (3)$$

Отметим, что классическое выражение (2) для сечения фоторекомбинации электронов и ионов может быть использовано в неклассической области с некоторой потерей точности. В частности, в случае фоторекомбинации электронов и протонов сечение фоторекомбинации, согласно классической формуле (2), отличается от соответствующего квантового расчета на 25% [6, 7].

Из (2) для полной мощности излучения плазмы, просуммированной по конечным состояниям перехода, приходящейся на единицу объема (Вт/см³) получаем

$$P_\omega = N_e^2 \hbar\omega n \sigma_r = \frac{16\pi\alpha^3 e^4 N_e^2}{3\sqrt{3}m} \sum_n \frac{1}{vn^3}. \quad (4)$$

Поскольку статистический вес высоковозбужденного состояния электрона в поле кулоновского центра с главным квантовым числом n равен $2n^2$, то парциальная мощность получается из (4) делением на $2n^2$. При переходе к состоянию реального атома используем принцип соответствия Бора [8] $Ry / 2n^2 \rightarrow J_k$ где J_k – потенциал ионизации образуемого атома. Далее парциальную мощность надо умножить на g_k – статистический вес состояния классического электрона в поле кулоновского центра. С учетом этого преобразуем формулу (4) к виду

$$P_\omega = \frac{8\pi\alpha^3 e^4 N_e^2}{3\sqrt{3}mv} \sum_k g_k \left(\frac{2J_k}{Ry} \right)^{5/2}. \quad (5)$$

В случае равновесной плазмы имеет место максвелловская функция электронов по энергиям

$$f(\varepsilon) d\varepsilon = 2 \sqrt{\frac{\varepsilon}{\pi T^3}} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T}\right) d\varepsilon. \quad (6)$$

При этом согласно (3) имеем $d\varepsilon = \hbar d\omega$, $\omega = 2\pi c / \lambda$, $d\omega = 2\pi c d\lambda / \lambda^2$. Умножая (5) на распределение (6), получим для спектральной зависимости интенсивности фоторекомбинационного излучения электронов на ионах, приходящегося на единицу объема плазмы [6, 7, 9] и на единицу длины волны (ее размерность: (Вт/см³)/нм):

$$\frac{dP_\lambda}{d\lambda} = \frac{32\sqrt{2}\pi^3 \alpha^2 e^6 N_e^2}{3\sqrt{3}T\sqrt{mT}} \sum_k \frac{g_k}{\lambda^2} \left(\frac{2J_k}{Ry} \right)^{5/2} \exp\left(-\frac{2\pi c \hbar}{T} / \lambda - J_k\right) \eta(2\pi c \hbar / \lambda - J_k). \quad (7)$$

Здесь $\eta(x)$ – ступенчатая функция Хевисайда. Далее это выражение будет использовано для расчета мощности излучения плазмы диссоциированного воздуха, находящейся в проводящем канале молнии. При этом отметим, что излучение носит нетепловой характер, т. е. энергия испускаемых фотонов может существенно превышать тепловую энергию переходов.

Полная мощность получается из (7) интегрированием по длине волны

$$P = \frac{32\sqrt{2}\pi^3 \alpha^2 e^6 N_e^2}{3\sqrt{3}mT} \sum_k g_k \left(\frac{2J_k}{Ry} \right)^{5/2}. \quad (8)$$

3. РЕКОМБИНАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПЛАЗМЫ

При анализе фоторекомбинационного излучения плазмы воздуха возьмем за основу формулу (7) и будем ориентироваться на равновесную горячую плазму диссоциированного воздуха, образованной в проводящем канале молнии на стадии возвратного удара [10–14]. Плазма образуется под действием электрического тока, который приводит к нагреванию и расширению воздуха в проводящем канале. В процессе расширения возникает конвективно-токовая неустойчивость, которая ведет к неоднородному расширению столба. Тем не менее, далее для простоты будем моделировать проводящий канал как слой термодинамически равновесного воздуха.

Рассматриваемый процесс расширения и излучения плазмы воздуха происходит при атмосферном или близком к нему давлении, которое устанавливается со скоростью звука, которое порядка 10^5 см/с. Температура плазмы определяется путем сравнения интенсивности спектральных линий, которые происходят в результате перехода из мультиплетного состояния двухзарядных и трехзарядных ионов и отвечают видимому или близкому к нему спектру излучения, так что соответствующие фотоны проходят свободно через атмосферу. Из измерений такого рода следует, что температура плазмы в момент максимального тока при возвратном ударе находится между 20 и 30 кК. Далее будут выполнены расчеты для плазмы воздуха при атмосферном давлении и температуре 20 кК и распространены на другие параметры плазмы. Основной вклад вносят состояния с большим потенциалом ионизации. При вычислении

интенсивности излучения плазмы воздуха будем рассматривать воздух как двухкомпонентную систему и считать, что суммарная концентрация атомов и ионов азота равна $c_N = 0.79$, а для кислорода эта величина равна $c_O = 0.21$. Значения потенциалов ионизации J_k и статистических весов g_k для нижних электронных состояний атомов азота и кислорода приведены в таблице.

Используя приведенные в таблице [15], вычислим на основе формулы (7) удельную мощность излучения $dP_\lambda / d\lambda$ для диссоциированного воздуха. Она приведена на рис. 1. Интенсивность излучения плазмы воздуха вычислялась при атмосферном давлении и при температуре

Таблица. Параметры нижних возбужденных состояний атомов азота и кислорода. Потенциалы ионизации усреднены по суммарному моменту (тонкому состоянию атома) [15].

Атом	Состояние	Стат. вес g_k	J_k , эВ
N	4S	4	14.53
	2D	10	12.13
	2P	6	10.96
	4P	12	4.10
	2P	6	3.84
	4P	12	3.61
O	3P	9	13.60
	1D	5	11.65
	1S	1	9.43
	5S	5	4.47
	3S	3	4.10
	5P	15	2.88
	3P	9	2.63
	5S	5	1.78
	3S	3	1.68

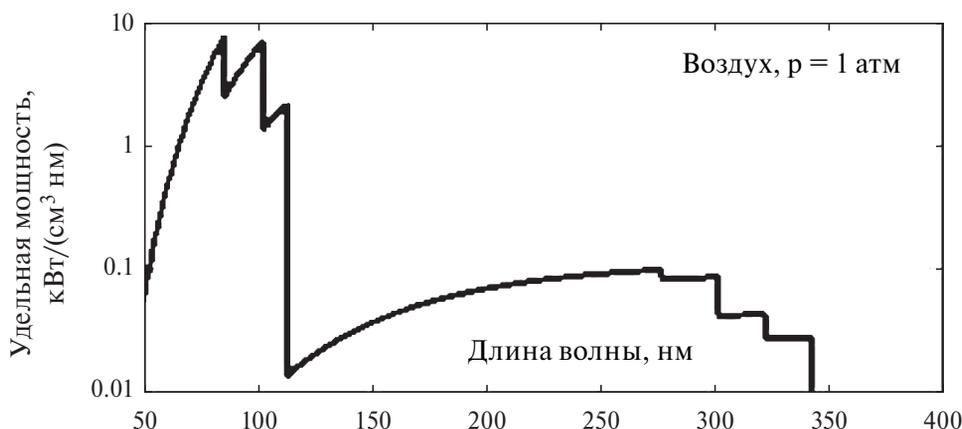


Рис. 1. Удельная мощность $dP_\lambda / d\lambda$ коротковолнового излучения равновесной плазмы воздуха при давлении 1 атм. и температуре $T = 20000$ К в соответствии с формулой (7).

$T = 20$ кК. При этом было использовано предположение об оптической прозрачности плазмы, так что интенсивность ее излучения пропорциональна объему плазмы.

В частности, при температуре $T = 20$ кК эта формула дает $P = 3.8 \cdot 10^{-20}$ а.е. = 46 кВт/см³. При этом вклад в мощность излучения за счет электронных оболочек $N(2p^3)$ и $O(2p^4)$, т.е. вклад области спектра вакуумного ультрафиолета, составляет 91%. Существенно, что этот вклад не зависит от температуры. Это важно в практическом плане. При излучении плазмы, образуемой в воздухе, в том числе в случае распространения молнии, это позволяет по интенсивности видимого излучения на больших расстояниях восстановить гораздо большую интенсивность коротковолнового излучения, которое поглощается вблизи источника.

При проведении данного анализа мы ориентировались на плазму воздуха при температуре 20 кК. Считая, что эта плазма находится в термодинамическом равновесии, имеем при давлении 1 атм для плотности ионов азота $[N^+] = 1.4 \cdot 10^{17}$ см⁻³, для плотности ионов кислорода $[O^+] = 1.4 \cdot 10^{17}$ см⁻³, для плотности электронов $[N_e] = 1.8 \cdot 10^{17}$ см⁻³, для плотности атомов азота $[N] = 1.4 \cdot 10^{17}$ см⁻³, и для плотности атомов кислорода $[O] = 7 \cdot 10^{11}$ см⁻³. Очевидно, эта плазма неустойчива и существует короткое время. Поскольку мы считаем ее равновесной, сравним времена существования этой плазмы τ_e со временем установления равновесия τ_e .

Столкновения между электронами в рассматриваемой плазме ведут к установлению температуры внутри электронной подсистемы. Используя резерфордское сечение рассеяния при столкновении заряженных частиц с кулоновским взаимодействием между ними [16] и взяв значение кулоновского логарифма [17] при данных условиях $\ln \Delta = 3$, получим для времени установления электронной температуры порядка 30 пс. Время установления газовой температуры, т.е. максвелловского распределения ионов, на два порядка величины больше, а время, за которое сравниваются электронная и ионная температуры, в m/M (m — масса электрона, M — масса иона), т.е. оказывается порядка 0.3 мкс. Время жизни плазмы обычно на порядок величины превышает время разлета плазмы в вакууме, которое в свою очередь составляет R/c , где R — размер плазмы, $c \sim 10^5$ см/с — скорость звука для ионов, что порядка тепловой скорости ионов. Как видно, при

реальных условиях в атмосферном воздухе время жизни плазмы значительно больше времен установления равновесия в ней. Это подтверждает реальность рассмотренной схемы.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как следует из рисунка, плазма воздуха является эффективным источником излучения в области вакуумного ультрафиолета 60–100 нм. Мощность излучения в этой области длин волн превышает мощность излучения видимого света. Из этого анализа следует, что можно создать импульсный источник излучения в области вакуумного ультрафиолета для определенных длин волн, используя подходящие для этой цели газы или пары металлов, которые возбуждаются импульсом электрического тока. В этом случае в качестве источника энергии используется искровой разряд.

Отметим, что согласно формуле (7), распределение удельной мощности излучения по конечному состоянию атомов не зависит ни от температуры, ни от плотности заряженных частиц. В то же время зависимость суммарной удельной мощности от температуры определяется вторым сомножителем формулы (8). Соответственно полная суммарная по состояниям мощность излучения составляет $P = 0.8$ кВт/см³ при температуре $T = 10$ кК, и $P = 18$ кВт/см³ при температуре $T = 30$ кК. Рассматриваемое излучение в области вакуумного ультрафиолета представляет интерес для медицинских целей.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (№ FSMG-2023-0013).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kadomtsev B.B., Nedospasov A.V.* // J. Nucl. Energy. 1960. V. C1. P. 230.
2. *Недоспасов А.В.* // УФН. 1975. Т. 116. С. 643.
3. *Saha M.H.* // Proc. Roy. Soc. 1921. V. 99A. P. 135.
4. *Landau L.D., Lifshitz E.M.* Statistical Physics. V. 1. Oxford: Pergamon Press, 1980.
5. *Kramers H.A.* // Phil. Mag. 1923. V. 46. V. 836.
6. *Крайнов В.П., Смирнов Б.М.* Излучательные процессы в атомной физике. М.: Высшая школа, 1981.
7. *Krainov V.P., Reiss H.R., Smirnov B.M.* Radiative Processes in Atomic Physics. N. Y.: Wiley, 1997.
8. *Bohr N.* // Zeitschrift für Physik. 1920. V. 2. P. 423.
9. *Krainov V.P., Smirnov B.M.* Atomic and Molecular Radiative Processes. Switzerland: Springer Nature, 2019.
10. *Uman M.A.* Lightning. N. Y.: McGraw Hill, 1969.

11. *Rakov V.A., Uman M.A.* Lightning, Physics and Effects. Cambridge: Cambr. Univ. Press, 2003.
12. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. Долгопрудный: Интеллект, 2009.
13. *Cooray V.* An Introduction to Lightning. Dordrecht: Springer, 2015.
14. *Rakov V.A.* Fundamental of Lightning. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2016.
15. *Radzig A.A., Smirnov B.M.* Reference Data on Atoms, Molecules, and Ions. Berlin: Springer, 1985.
16. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика. М.: Наука, 1988.
17. *Ландау Л.Д.* // ЖЭТФ. 1937. Т. 7. С. 203.

SHORT-WAVELENGTH EMISSION FROM A HOT DENSE PLASMA

V. P. Krainov^{a,*} and B. M. Smirnov^b

^a*Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudnyi, Moscow oblast, 141700 Russia*

^b*Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412 Russia*

**e-mail: vpkrainov@mail.ru*

We calculate the photorecombination emission intensity, which determines emission from a hot plasma at thermodynamic equilibrium at a noticeable degree of ionization. In the case of air, the contribution of the short-wavelength emission in the range 60–100 nm to the total emission power is about 90%. Above 10 kK, this contribution is temperature-independent.

Keywords: photorecombination, plasma instability, lightning channel, Kramers' formula