

О РАСПАДЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМОВ НЕОНА ПРИ ВЫСОКОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Ю. Б. Голубовский, А. К. Зинченко и Ю. М. Каган

Измерялся временной спад интенсивности $3p \rightarrow 3s$ -переходов в неоне при прямоугольной модуляции поля. На основании этих измерений обсуждается вопрос о распаде нижних возбужденных состояний.

В нашей предыдущей работе [1] был описан метод, в котором электрическое поле в положительном столбе менялось скачком от значения E_0 к значению $E_1 < E_0$. При этом в течение некоторого промежутка времени τ (в пределах 1—2 мкс), зависящего от условий разряда, значение E_1 сохраняется постоянным, а ток и концентрация электронов спадают. По истечении времени τ начинается рост поля и система переходит в новое стационарное состояние. Было показано, что в течение времени τ интенсивности линий в переходах $3p \rightarrow 3s$ неона спадают. Этот спад связан с распадом уровней $3s$ и уменьшением числа ступенчатых возбуждений (прямые процессы возбуждения $3s$ - и $3p$ -уровней выключаются практически сразу после переключения поля).

В настоящей работе изучается распад $3s$ -уровней неона вследствие скачка поля от значения E_0 до значения E_1 . При этом все процессы заселения $3s$ -уровней, кроме прямого возбуждения, остаются практически такими же, как и в положительном столбе. Измерения проводились в положительном столбе разряда в неоне в трубке радиусом $R=2.8$ см. При значениях $pR=36, 60, 96$ тор·см и значениях i/R от 8.4 до 41.6 мА/см. При всех этих условиях мы имели дело с диффузным разрядом. Схема экспериментальной установки изложена в работе [1]. В различных условиях поле менялось скачком от 41 до 25%.

В интервале до 400 мкс изучался относительный ход интенсивности на 10 линиях, для которых верхними являлись десять $3p$ -уровней. Типичный ход интенсивности представлен на рис. 1, в. Интенсивность I_0 постоянна до момента скачка поля (рис. 1, а). Затем она спадает скачком вследствие быстрого спада числа прямых возбуждений до значения I_1 , после чего спадает более медленно вследствие распада $3s$ -уровней и уменьшения числа ступенчатых возбуждений уровней $3p$. Интенсивность соответствует значению интенсивности в стационарном разряде. Мы воспользовались абсолютными значениями интенсивностей в стационарном разряде для выбранных нами линий, измеренными в работе [2] при тех же условиях.

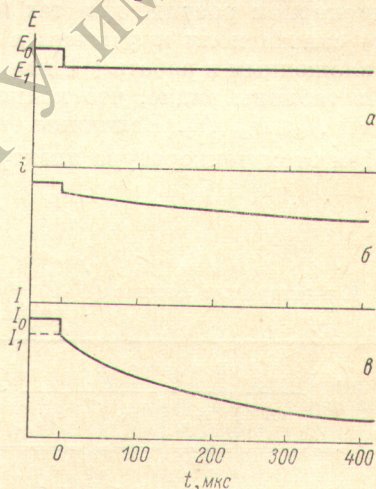


Рис. 1. Зависимости от времени электрического поля (а), тока (б) и интенсивности (в, $\lambda=7032 \text{ \AA}$), $pR=96$ тор·см, $i/R=21$ мА/см.

Зная вероятности переходов для выбранных линий [3], были найдены значения концентраций всех десяти $3p$ -уровней как функции времени. Это дает возможность найти полное число $3p \rightarrow 3s$ -переходов в единицу времени в единице объема

$$P_{ps}(t) = \sum_{i=1}^{10} N_{pi}(t) \sum_{j=1}^4 A_{ij}, \quad (1)$$

где N_{pi} — концентрация на уровне i системы $3p$ -уровней, A_{ij} — вероятность перехода $i \rightarrow j$. Время $t=0$ соответствует тому моменту, когда уже перестали играть роль процессы прямого возбуждения. Соответствующее число переходов в этот момент $P_{ps}(0)$. Обозначим четыре уровня $3s$ индексами 1—4. Тогда уравнение баланса для совокупности $3p$ -уровней можно написать в виде

$$\sum_{j=1}^4 a_{jp} N_j + an^2 = \sum_{i=1}^{10} N_{pi}(t) \sum_{j=1}^4 A_{ij}, \quad (2)$$

где N_j — концентрация атомов на уровне j системы $3s$;

$$a_{jp} = n \sum_{i=1}^{10} \langle v\sigma_{ji} \rangle \quad (3)$$

число возбуждений всех $3p$ -уровней в единицу времени на один возбужденный атом на уровне j в системе $3s$; α — коэффициент рекомбинации на $3p$ -уровни; n — концентрация электронов. При написании уравнения (2) мы пренебрегали процессами прямого возбуждения уровней $3p$.

Измеренные методом реабсорбции концентрации N_1, N_2, N_3, N_4 в стационарном разряде при тех же условиях, что и в импульсном разряде, до скачка поля приведены в таблице. Измерения проводились методом, изложенным в работе [4] для фойгтовского контура спектральной линии. Из таблицы видно, что концентрация N_4 много меньше, чем концентрации N_1, N_2, N_3 . Величины $\langle v\sigma_{ji} \rangle$ вычислялись по формулам работы [5]. При этом температура электронов T_e вычислялась по формуле [1]

$$T_e = 8 \frac{E}{p} 10^4 \text{ К.}$$

Концентрации атомов ($N \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-3}$) на уровнях $^3P_0, ^3P_1, ^3P_2, ^1P_1$ системы $3s$ для различных условий разряда

i/R мА/см	$pR = 36 \text{ тор}\cdot\text{см}$				$pR = 60 \text{ тор}\cdot\text{см}$				$pR = 96 \text{ тор}\cdot\text{см}$			
	1P_1	3P_0	3P_1	3P_2	1P_1	3P_0	3P_1	3P_2	1P_1	3P_0	3P_1	3P_2
8.4	0.07	0.2	0.5	2.5	0.03	0.1	0.4	2.5	0.03	0.1	0.3	2.0
21	0.08	0.3	1.0	3.8	0.05	0.3	0.8	3.8	0.05	0.3	0.7	3.3
41.6	0.12	0.5	1.9	4.0	0.13	0.7	1.8	4.4	0.13	0.3	1.5	4.8

Расчет показал, что все величины α_{ip} одного порядка. Поэтому в уравнении (2) можно пренебречь членом $\alpha_{4p} N_4$. Введем общую концентрацию N на уровнях 1—3 и факторы k_j , полагая

$$N = N_1 + N_2 + N_3; \quad k_j = \frac{N_j}{N}. \quad (4)$$

В случае бoльцмановского распределения по уровням

$$k_j = \frac{g_j}{g_1 + g_2 + g_3}.$$

Из таблицы видно, что величины k_j отличаются от равновесных значений и несколько меняются для разных условий разряда. Полагая, что k_j после скачка не меняются во времени, можно написать (2) в виде

$$CN(t) = \left[\sum_{i=1}^{10} N_{pi}(t) \sum_{j=1}^4 A_{ij} - \alpha n^2(t) \right] \frac{1}{n(t)}, \quad (5)$$

где

$$C = \sum_{j=1}^3 k_j \alpha_{jp}.$$

Аналогичное уравнение можно написать для $t=0$. Деля их друг на друга, получим

$$\frac{N(t)}{N(0)} = \frac{P_{ps}(t) - \alpha n^2(t) n(0)}{P_{ps}(0) - \alpha n^2(0) n(0)}. \quad (6)$$

Формула (6) позволяет вычислить спад концентрации атомов на уровнях 1—3 системы 3s, если измерена величина $P_{ps}(t)$ и концентрация электронов $n(t)$. Величина α бралась из работ [6]. Мы при этом предполагаем, что в результате рекомбинации заселяются в основном уровни 3p.

Измерения относительного хода интенсивности исследуемых линий проводились вдоль оси трубки. Уменьшенное изображение трубки проектировалось на вход монохроматора с дифракционной решеткой 1200 штр./мм. Входная щель состоит из двух скрещенных щелей. Регистрация излучения осуществлялась при помощи фотометрического устройства, описанного в работе [1]. Там же приведена схема коммутации электрического поля.

Для определения относительного изменения концентрации электронов на оси разряда $n(0)/n(t)$ измерялось относительное изменение тока $i(t)/i(0)$ в разряде. Используя выражение для тока в разрядном промежутке, имеем

$$\frac{i(t)}{i(0)} = \frac{n(0, t) \int_0^1 xy(x, t) dx}{n(0, 0) \int_0^1 xy(x, 0) dx}, \quad (7)$$

где $x=r/R$, $y(x, t)=n(x, t)/n(0, 0)$ — функция, характеризующая распределение электронов по радиусу трубки; $n(0, 0)$ — значение концентрации электронов на оси разряда в момент времени $t=0$. Величины $n(0, 0)$ брались из работы [7], в которой они измерялись для тех же условий, что и в настоящей работе. Для отношения интегралов в формуле (7) можно воспользоваться результатами работы [8], в которой показано, что изменение $y(x, t)$ в процессе послесвечения зависит от параметра $\beta = \tau_g/\tau_p$, где τ_g и τ_p — диффузионное и рекомбинационное время. При этом при всех значениях β , соответствующих нашим условиям, с точностью до 20—30% можно считать отношение интегралов в формуле (7) равным единице.

Ход отношения $N(t)/N(0)$ для давления $pR=36, 60, 96$ тор·см для различных значений i/R приведен на рис. 2.

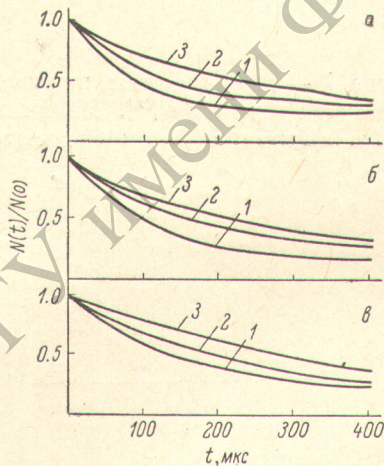


Рис. 2. Зависимости $N(t)/N(0)$ от времени.

a — $pR=36$ тор·см, $i/R=41.6$ мА/см (1), $i/R=29$ мА/см (2), $i/R=11$ мА/см (3);
 б — $pR=60$ тор·см, $i/R=37$ мА/см (1), $i/R=23$ мА/см (2), $i/R=10.6$ мА/см (3);
 е — $pR=96$ тор·см, $i/R=41.6$ мА/см (1), $i/R=21$ мА/см (2), $i/R=8.4$ мА/см (3).

Для объяснения полученного хода $N(t)/N(0)$ напомним уравнение баланса для совокупности уровней 1—3 системы $3s$. Вводя, как и раньше, суммарную концентрацию N на этих уровнях, можем написать

$$-\frac{dN}{dt} = CN(t) - P'_{ps}(t), \quad (8)$$

где

$$\left. \begin{aligned} C &= \sum_{j=1}^3 K_j (\alpha_{j4} + \alpha_{jp} + \alpha_{ju}) + k_2 W_2, \\ P'_{ps}(t) &= \sum_{i=1}^{10} N_{pi}(t) \sum_{j=1}^3 A_{ij}, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где α_{j4} и α_{ju} — число возбуждений уровня 4 и число ионизаций в единицу времени на один возбужденный атом на уровне j . Эти величины определяются формулой (3).

Величина W_2 — вероятность выхода резонансного излучения с уровня 3P_1 (уровня 2) — определялась по формуле [9]

$$W_2 = 0.2 \sqrt{\frac{\lambda}{R}} \frac{1}{\tau},$$

где λ — длина волны резонансного излучения, τ — время жизни резонансного уровня [3]. Величина W_2 в нашем случае равна $1.6 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$. Коэффициенты k_j определяются из формул (4).

Решение уравнения (8) имеет вид

$$N(t) = N(0) e^{-Ct} + e^{-Ct} \int_0^t P'_{ps}(t) e^{Ct} dt. \quad (10)$$

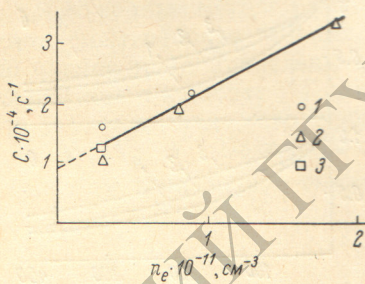


Рис. 3. Зависимость C от концентрации электронов.

1 — $pR=96$, 2 — $pR=60$, 3 — $pR=36$ тор·см.

Величина $P'_{ps}(t)$ определяется по измеренным спадам интенсивностей линий с уровня $3p$. Используя приведенные на рис. 2 зависимости $N(t)/N(0)$ для различных условий разряда, можем получить значения C для различных давлений и токов (рис. 3). Из рис. 3 видно, что в согласии с формулами (3) и (9) величина C прямо пропорциональна концентрации электронов и практически не зависит от давления (в исследуемых

нами случаях электронные температуры были близки, поэтому их можно было регулировать, подбирая величину скачка поля). Экстраполируя $C(n)$ к нулевой концентрации электронов, получаем значение $0.9 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ того же порядка, что и величина $k_2 W_2$. Из наклона $C(n)$ можно найти суммарную скорость разрушения уровней ${}^3P_{2,1,0}$ при соударениях с электронами. Эта величина, равная $1.3 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$, оказывается того же порядка, что и скорость, вычисленная по формулам работы [5].

Таким образом, основным каналом разрушения уровней ${}^3P_{2,1,0}$, кроме излучения с уровня 3P_1 , является перевод электронным ударом на уровень 1P_1 с последующим выходом резонансного излучения. Этот перевод может произойти либо непосредственно, либо через уровни системы $3p$.

Литература

- [1] Ю. Б. Голубовский, А. К. Зинченко, Ю. М. Каган. ЖТФ, 46, 1559, 1976.
 [2] В. А. Иванов, Автореф. канд. дисс., Л., 1973.
 [3] W. L. Wiese, N. W. Smit, B. M. Glennon. Atomic Transition Probabilities, vol. 1, New York, 1966.

- [4] Ю. Б. Голубовский, Ю. М. Каган, Л. Л. Комарова. Опт. и спектр., *33*, 795, 1972.
- [5] Л. Вайнштейн, Л. Минаева. Препринт ФИАН № 23, М., 1967.
- [6] Г. К. Виноградов, Ю. Б. Голубовский, В. А. Иванов, Ю. М. Каган. ЖТФ, *43*, 2584, 1973.
- [7] Ju. B. Golubowsky, Ju. M. Kagan, R. J. Ljagustschenko, P. Michel. Beitr. Plasmaphys., *8*, 445, 1968.
- [8] E. P. Gray, D. E. Kerr. Ann. of Physics, *17*, 276, 1962.
- [9] A. V. Phelps. Phys. Rev., *114*, 1011, 1959.

Поступило в Редакцию 16 июня 1975 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорин