02

ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЧИСТОГО НЕОНА И He—Ne СМЕСЕЙ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЯДЕРНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Е. Д. Полетаев, Ю. Б. Дорофеев, П. П. Дьяченко, А. П. Копай-Гора, А. А. Мавлютов, А. И. Миськевич, Б. С. Саламаха

Экспериментально изучены спектрально-кинетические характеристики люминесценции чистого неона и He—Ne смесей высокого давления ($p \sim 1$ атм) при возбуждении тяжелыми заряженными частицами — осколками деления ядер ^{252}Cf и продуктами нейтронных ядерных реакций ^{3}He$(n, p)^3$T, ^{10}B$(n, \alpha)^7$Li. Для чистого неона измерены скорости прямого возбуждения $2p^53p$-уровней NeI ядерными частицами с учетом действия вторичных электронов ионизационного каскада, а также радиационные времена жизни и константы столкновительного тушения собственным газом. Прямое возбуждение уровней осуществляется за характерные времена $\sim 10^{-9}$ с, причем основным энергоносителем, обеспечивающим прямое возбуждение уровней, является поток быстрых вторичных электронов ионизационного каскада.

В He—Ne смесях заметный вклад в возбуждение $2p^53p$-уровней NeI вносит реакция He^m + + Ne + He → Ne$^*(3p)$ + 2He, $K = 2-4 \cdot 10^{-31}$см^6/с.

Экспериментально подтверждено постоянство излучательных характеристик плазмы в диапазоне удельных энерговкладов в газ от 10^{-8} до 10^{-2} Вт/см^3, что свидетельствует о существовании трековой структуры плазмы при этих уровнях накачки. Постоянство свойств плазмы должно сохраняться и при больших уровнях энерговкладов вплоть до 10^2-10^3 Вт/см^3, поскольку излучательные характеристики определяются плазмохимическими процессами, протекающими в трековых следах ядерных частиц, а увеличение уровня накачки газа приводит к изменению количества треков в единице объема.

Плотные газовые смеси Ne—Ar и He—Ne—Ar используются в качестве активных сред лазеров с ядерной накачкой, работающих в видимом диапазоне длин волн на переходах атома NeI в нижнее метастабильное состояние ($\lambda = 585.2$ нм, переход $3p'[1/2]_0 - 3s'[1/2]_1^0$ $\lambda = 703.2$ нм, переход $3p[1/2]_1 - 3s[3/2]_2^0$) [1, 2]. Инверсная заселенность достигается за счет столкновительной очистки нижних $2p^53s$-уровней NeI атомами аргона или другими примесными газами. Плазмохимические процессы в таких средах подробно рассматривались в [3—7]. По мнению авторов этих работ, заселение верхних лазерных уровней NeI происходит преимущественно за счет диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов Ne_2^+ или $HeNe^+$ и при многочастичных соударениях с участием возбужденных состояний буферного газа. Процессы прямого возбуждения уровней NeI ядерными частицами и вторичными электронами ионизационного каскада играют незначительную роль, а свойства плазмы можно характеризовать величиной среднего удельного энерговклада в газ и средними концентрациями различных компонентов плазмы.

С целью проверки этих утверждений нами проведены экспериментальные исследования спектрально-кинетических характеристик люминесценции чистого неона и He—Ne смесей высокого давления ($p \sim 1$ атм) при возбуждении одиночными осколками деления ядер ^{252}Cf (E = 93 МэВ) и при непрерывном возбуждении продуктами ^{3}He$(n, p)^3$T и ^{10}B$(n, \alpha)^7$Li ядерных реакций, обеспечивающих средний энерговклад в газ 10^{-2} Вт/см^3.

Спектры люминесценции и времена высвечивания уровней чистого Ne и

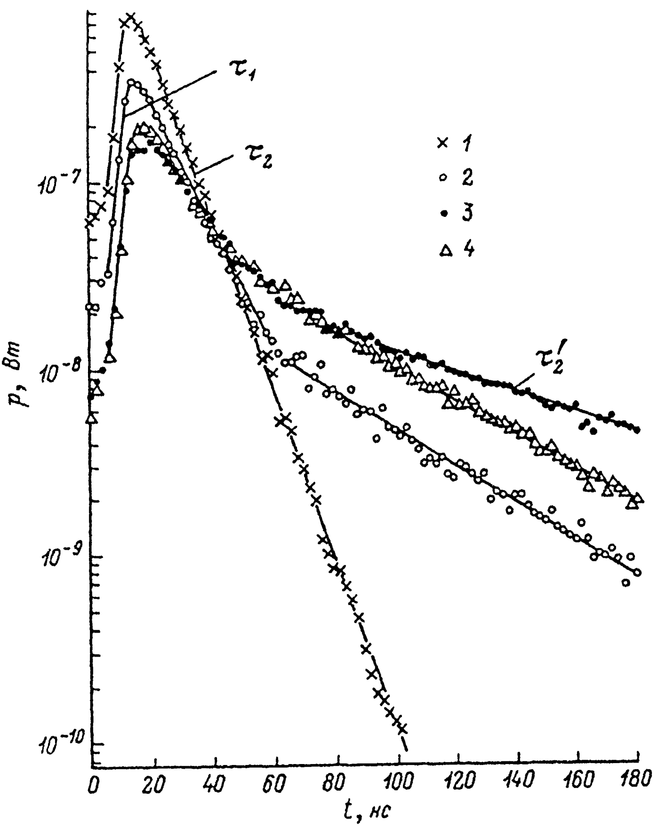

Рис. 1. Временные распределения выхода люминесценции с длиной волны 585.2 нм в чистом неоне и He–Ne смесях при возбуждении осколками деления калифорния-252.

1 — чистый неон, pNe = 151 Тор; *2* — He–Ne, p_{He} = 152 Тор, p_{Ne} = 152 Тор; *3* — He–Ne, p_{He} = 456 Тор, p_{Ne} = 152 Тор; *4* — He–Ne, p_{He} = 1368 Тор, p_{Ne} = 152 Тор.

He–Ne смесей при возбуждении осколками ядер ^{252}Cf измерялись с помощью спектрометра ДФС-24 и охлаждаемого фотоумножителя ФЭУ-100, работающего в режиме счета фотонов. Для получения временны́х зависимостей люминесценции использовалась техника многоканальных задержанных совпадений наносекундного диапазона. Регистрировались световые вспышки, возникающие в рабочей камере ∅ 36 × 40 мм при пролете через исследуемую среду осколков деления, испускаемых изотопным источником ^{252}Cf. Средняя кинетическая энергия одного осколка 93 Мэв, частота следования ~ 10^5 $с^{-1}$, временно́е разрешение установки 4 нс. Подробно установка описана в работе [8].

Спектры люминесценции при постоянном возбуждении газа измерялись с помощью спектрометра МДР-23 и охлаждаемых фотоумножителей ФЭУ-62 и ФЭУ-100, работающих в режиме счета фотонов. Ne и He–Ne смеси возбуждались продуктами нейтронных ядерных реакций при облучении кюветы с газовой смесью ∅ 30 × 100 мм в активной зоне ядерного реактора ИРТ [9].

На рис. 1 приведены временны́е распределения выхода люминесценции с длиной волны λ = 585.2 нм для чистого Ne и He–Ne смеси. Подобные зависимости были измерены для всех 30 линий переходов $2p^53p–2p^53s$ NeI при разных суммарных давлениях чистого неона (P = 38, 76, 152, 304, 608, 1140, 2280 Тор) и для He–Ne смесей различного состава (P_{Ne} = 38 Тор, P_{He} = 176, 228, 456,

Таблица 1.

Радиационные времена жизни τ_k, константы скоростей столкновительного тушения и суммарные скорости F_i прямого возбуждения $2p^5 3p$-уровней NeI осколками деления и вторичными электронами ионизационного каскада для чистого неона

Уровень	τ_k, нс	K_{Ne^+}, см^3/с	F_i, с$^{-1}\cdot$осколок$^{-1}$
$3p'\ [1/2]_0\ (2p_1)$	16.0	$6.3\cdot10^{-12}$	$1\cdot10^{13}$
$3p'\ [1/2]_1\ (2p_2)$	24.6	$2.2\cdot10^{-12}$	$\le 10^{12}$
$3p\ [1/2]_0\ (2p_3)$	20.0	$3.1\cdot10^{-12}$	$\le 10^{12}$
$3p'\ [3/2]_2\ (2p_4)$	22.9	$3.3\cdot10^{-12}$	$\le 10^{12}$
$3p'\ [3/2]_1\ (2p_5)$	20.9	$3.1\cdot10^{-12}$	$\le 10^{12}$
$3p\ [3/2]_2\ (2p_6)$	24.6	$3.2\cdot10^{-12}$	$\le 10^{12}$
$3p\ [3/2]_1\ (2p_7)$	23.3	$3.2\cdot10^{-12}$	$\le 10^{12}$
$3p\ [5/2]_2\ (2p_8)$	24.7	$3.2\cdot10^{-12}$	$\le 10^{12}$
$3p\ [5/2]_3\ (2p_9)$	20.3	$2.8\cdot10^{-12}$	$\le 10^{12}$
$3p\ [1/2]_1\ (2p_{10})$	31.1	$1.3\cdot10^{-12}$	$\le 10^{12}$

1482 Тор; P_{Ne} = 152 Тор, P_{He} = 152, 456, 1368 Тор). Все кривые нормированы к одинаковому энерговыделению в газе, равному 93 Мэв. По оси ординат отложены абсолютные значения выхода люминесценции в Вт/осколок.

Анализ кривых высвечивания (рис. 1) показывает, что процесс заселения всех $2p^5 3p$-уровней NeI в чистом неоне и He—Ne в смесях происходит с постоянной времени τ_1 = 2—3 нс и по времени совпадает с моментом пролета осколка через газ. Этот процесс не зависит от суммарного давления газа в камере и одинаков как в чистом неоне, так и в He—Ne смесях различного состава.

Экспериментальные результаты (рис. 1) расходятся с предсказываемыми плазмохимической рекомбинационной моделью [3]. Выполненные нами по этой модели нестационарные численные расчеты люминесценции чистого неона при возбуждении коротким импульсом накачки (Δt = 4 нс) не дали наблюдаемых временных зависимостей. Если же предположить, что наряду с рекомбинационным существует и прямое заселение $2p^5 3p$-уровней NeI ядерными частицами и вторичными дельта-электронами и дополнить модель [3] соответствующими членами, то результаты численных расчетов начинают неплохо совпадать с экспериментальными кривыми рис. 1. Этот факт подтверждает необходимость учета процессов прямого заселения уровней.

Высвечивание уровней NeI (рис. 1) происходит с постоянной времени τ_2, причем абсолютные значения τ_2 зависят от изучаемого перехода, состава газового наполнения и суммарного давления газа в камере. Во всех случаях $\tau_2 \le \tau$, где τ — радиационное время жизни верхнего уровня данного перехода. В He—Ne смесях имеется также долгоживущая компонента высвечивания τ'_2. Абсолютные значения τ'_2 составляют 100—200 нс.

Время высвечивания τ_2 определяется собственным радиационным временем жизни и столкновительным тушением

$$1/\tau_2 = A_i + [\mathrm{Ne}]\cdot k_1 + [\mathrm{He}]\cdot k_2. \qquad (1)$$

Здесь A_i — вероятность радиационного распада уровня; [Ne], [He] — концентрации атомов неона и гелия в основном состоянии; k_1, k_2 — константы скоростей столкновительного тушения атомами Ne и He. Таким образом, согласно (1), увеличение концентрации компонент смеси может приводить только к общему уменьшению времени высвечивания. Анализ экспериментальных зависимостей, однако, показывает, что с ростом концентрации гелия в смеси имеет место рост

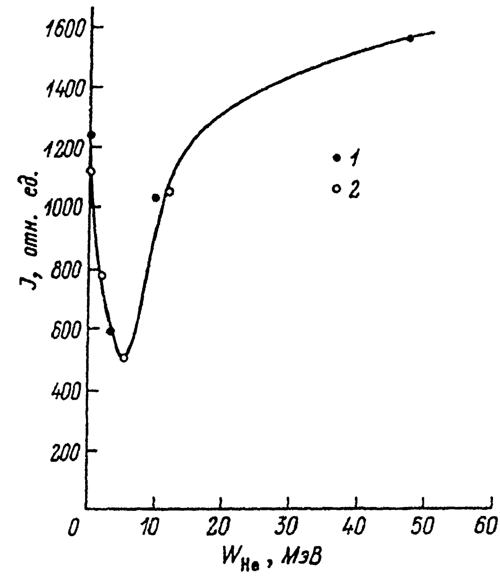

Рис. 2. Интенсивность люминесценции с длиной волны 585.2 нм в момент окончания накачки газа (t = 4 нс) в He–Ne смесях различного состава при возбуждении осколками деления ^{252}Cf в зависимости от величины энерговыделения в гелиевой компоненте смеси.

Энерговыделение в неоновой компоненте смеси приведено к величине W = 5.394 МэВ. *1* — Ne 38 Тор: He = 0, 76, 228, 1482 Тор; *2* — Ne 152 Тор; He = 0, 152, 456, 1368 Тор.

времен высвечивания τ_2 с последующим небольшим уменьшением τ_2 при очень высоких концентрациях He (рис. 1). Таким образом, в He–Ne смеси происходит возбуждение атомов $Ne^*(3p)$ также и за счет передачи энергии от возбужденных состояний гелия. В противном случае гелий должен был бы выступать в роли чистого тушителя и величина τ_2 монотонно уменьшалась бы с ростом его концентрации.

Коэффициенты k_1 для чистого неона приведены в табл. 1. Эти значения были получены из измерений времен τ_2 при разных давлениях неона. В этой же таблице даны радиационные времена жизни $2p_1-2p_{10}$-уровней NeI, найденные путем экстраполяции экспериментальных результатов к нулевому давлению неона.

Интенсивность излучения неоновых линий к моменту остановки осколка деления (момент времени t = 4 нс), приведенная к одинаковому энерговкладу в неоновой компоненте, в чистом неоне слабо зависит от давления газа. В He–Ne смеси эта величина немонотонным образом меняется с увеличением содержания гелия в смеси (рис. 2). Такое поведение не может быть объяснено действием тушащих соударений типа

$$Ne^*(3p) + He \rightarrow \text{тушение}, \qquad (2)$$

так как скорость реакции (2) должна возрастать с увеличением содержания He в смеси. В действительности же наблюдается уменьшение тушения и даже рост заселенности уровней $2p^5 3p$ NeI с ростом давления He. Этот экспериментальный факт указывает на наличие быстрого механизма прямого возбуждения уровней ядерными частицами, чувствительного к составу газовой среды. Дополнительный канал возбуждения уровней NeI в He–Ne смесях при высоких давлениях гелия может быть обусловлен следующими процессами:

$$He^m + Ne \rightarrow Ne^*(4s) + He,$$

$$\mathrm{Ne^*(4s) + He \rightarrow Ne^*(3p) + He,} \tag{3}$$

$$\mathrm{He^m + Ne + He \rightarrow Ne^*(3p) + 2He,} \tag{4}$$

$$\mathrm{Ne^+ + He + Ne} \begin{array}{l} \nearrow \mathrm{Ne_2^+ + He,} \\ \searrow \mathrm{HeNe^+ + Ne,} \end{array}$$

$$\mathrm{Ne_2^+ + e \rightarrow Ne^*(3p) + Ne,}$$

$$\mathrm{HeNe^+ + e \rightarrow Ne^*(3p) + He.} \tag{5}$$

Первый из указанных механизмов исключается из-за отсутствия в спектре люминесценции He–Ne смеси линий переходов $4s$—$3p$ и $5s$—$3p$ NeI, сопровождающих реакцию (3). Процессы (4) и (5) дают реальный вклад в люминесценцию на переходах $3p$—$3s$ NeI, однако на кривых высвечивания их действие должно сказываться в разные интервалы времени, поскольку для эффективного протекания реакции (5) электроны должны быть термализованы.

Населенность $2p^5 3p$-уровней NeI формируется за счет процессов прямого возбуждения уровней ядерными частицами и электронами ионизационного каскада, радиационных распадов, столкновительного тушения и перемешивания при соударениях с атомами неона (в чистом неоне) или атомами неона и гелия в He–Ne смеси. Спектры люминесценции, измеренные в разные моменты времени до и после остановки осколка деления в газе, показывают, что процессы перемешивания при наших экспериментальных условиях протекают не очень быстро: за время пролета осколка через газ (~ 4 нс) форма спектра люминесценции практически не изменяется (рис. 3). Это связано, по-видимому, с малой величиной

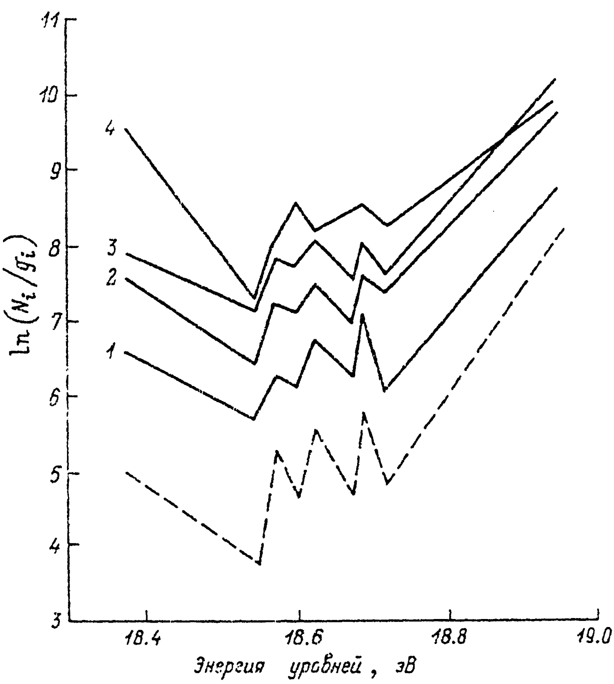

Рис. 3. Населенности $2p^5 3p$-уровней NeI в чистом неоне в различные моменты времени t от начала возбуждения газа одиночными осколками деления ^{252}Cf.

1 — t = 2, *2* — 3, *3* — 4, *4* — 3 нс. Давление неона в камере, Тор: *1*—*3* — 38, *4* — 608; температура газа 20°C.

констант перемешивания, которые, к сожалению, известны с точностью до порядка величины. В то же время населенность верхнего $2p_1$-уровня NeI значительно превышает населенность остальных уровней (рис. 3), и это дает основание считать, что скорости прямого заселения $2p_2-2p_{10}$-уровней NeI не будут превышать величины $0.1\cdot F_1$, где F_1 — скорость прямого заселения $2p_1$-уровня. При этих предположениях скорость заселения $2p_1$-уровня NeI в чистом неоне может быть записана как

$$\frac{dN_1}{dt} = F_1 - N_1A_1 - k_1\cdot[\mathrm{Ne}]\cdot N_1. \tag{6}$$

Здесь N_1 — населенность $2p_1$-уровня, k_1 — коэффициент табл. 1, [Ne] — концентрация атомов неона, $N_1\cdot A_1$ — интенсивность линии $\lambda = 585.2$ нм. Значения $(dN_1)/(dt)$ определяются из кривых высвечивания (рис. 1) для моментов времени 0–4 нс. Результаты определения коэффициента прямого возбуждения уровня F_1 для чистого неона приведены в табл. 1. Значения коэффициента F_1 выражены в единицах $с^{-1}\cdot осколок^{-1}$, поскольку при умеренных уровнях накачки ($\leq 10^3$ Вт/см^3) все плазменные процессы протекают в пределах трека частицы.

Для определения прямого возбуждения $2p^53p$-уровней NeI в He–Ne смесях система уравнений (6) должна быть дополнена членами, учитывающими передачу возбуждения через гелиевую компоненту смеси.

По-видимому, прямое возбуждение $2p^53p$-уровней NeI осуществляется преимущественно электронами ионизационного каскада. На рис. 3 штриховой линией показана зависимость $\left(\ln(\sigma_i/g_i) + 49.1\right)$, рассчитанная для всех уровней конфигурации $2p^53p$ NeI. Здесь σ_i — сечение прямого возбуждения i-го уровня электронами с начальной энергией E_0 = 100 эВ, взятое из работы [10], g_i — статистический вес. Эта функция хорошо коррелирует с распределением населенностей уровней конфигурации $2p^53p$ NeI в чистом неоне, возбуждаемом осколком деления (рис. 3).

В табл. 2 сравниваются спектры сцинтилляционной вспышки от одиночного осколка деления ^{252}Cf, тормозящегося в чистом неоне и He–Ne смеси, со спектрами люминесценции, возбуждаемой непрерывно действующими ядерными источниками накачки. Спектры сцинтилляционной вспышки от осколка деления были получены путем интегрирования по времени временных распределений выхода люминесценции для всех переходов $2p^5-2p^53s$ NeI. Интенсивности линий даны в абсолютных единицах и представляют собой значение суммарной световой энергии, излучаемой на данной длине волны, отнесенные к энергии осколка деления E = 93 МэВ.

Спектры люминесценции при непрерывном возбуждении газа были измерены в отн. ед. Для удобства сравнения производилась взаимная нормировка спектров по интенсивности линии λ = 585.2 нм.

Данные табл. 2 показывают, что оба типа спектров полностью идентичны друг другу в широком диапазоне давлений и составов смесей, несмотря на то что величина удельного энерговклада в газ различается более чем на 6 порядков ($3\cdot10^{-8}$ Вт/см^3 — среднее удельное энерговыделение в газе от источника осколков деления ^{252}Cf и 10^{-2} Вт/см^3 — от продуктов нейтронных ядерных реакций). Это совпадение легко объясняется, если принять, что ядерная плазма имеет трековую структуру и вся кинетическая энергия ядерной частицы выделяется в узкой области пространства, охватывающей траекторию движения частицы. Для альфа-частицы с энергией 5 МэВ, например, тормозящейся в чистом аргоне (P = = 760 Тор), характерные размеры трека и параметры плазмы в нем, согласно [11], будут такие: среднеквадратичный радиус трека ~ $3-5\cdot10^{-3}$ см, длина ~ 2 см, время пролета до остановки ~ 2 нс. За это время в треке образуется ~10^5 пар ионов, что соответствует концентрациям ионной и электронной компонент

Таблица 2

Конверсионная эффективность люминесценции q на $3p$—$3s$-переходах NeI, возбуждаемой в чистом неоне и He — Ne смеси осколками деления ^{252}Cf и непрерывно действующим источником накачки

Длина волны, Å	Чистый неон, $q \cdot 10^5$				He–Ne – смесь, $q \cdot 10^5$	
	20 Тор (осколки)	20 Тор (непрерыв.)	1140 Тор (осколки)	836 Тор (непрерыв.)	He (836 Тор) Ne (20 Тор) (непрерыв.)	He (684 Тор) Ne (38 Тор) (осколки)
5400	1.25	1.65	0.34	0.35	0.60	—
5852	93.70	93.70	24.30	24.30	39.9	39.9
5882	6.32	6.37	4.49	4.14	2.23	—
5944	12.90	14.56	5.56	5.29	1.88	—
5975	3.00	—	1.45	—	0.68	—
6029	2.27	3.55	2.53	1.99	1.04	—
6074	10.80	14.28	4.44	4.41	1.76	1.77
6096	19.60	23.38	8.75	8.87	3.19	—
6143	34.30	39.59	13.80	13.10	4.51	4.25
6163	7.02	10.03	5.95	5.50	2.67	—
6217	4.60	4.88	3.57	3.51	1.08	—
6266	18.50	18.50	10.00	9.95	3.27	3.23
6304	5.72	7.00	2.30	1.96	0.76	—
6334	14.40	18.43	4.44	4.34	2.43	—
6382	20.80	24.70	18.30	16.59	4.83	4.19
6402	43.80	53.68	12.40	11.24	13.2	13.1
6506	26.20	31.76	8.19	7.49	4.31	4.22
6532	9.37	9.77	4.90	5.29	1.68	—
6598	12.40	12.92	8.44	7.56	3.75	3.91
6678	26.30	29.86	10.50	9.57	5.19	6.23
6717	17.20	15.66	8.60	7.79	2.95	—
6929	21.10	22.44	7.52	7.54	2.67	—
7032	37.20	46.98	91.0	87.78	63.3	50.7
7173	3.53	—	0.99	1.06	—	—
7438	9.61	—	7.15	8.67	—	—

Примечание. $q(\lambda) = \left(E(\lambda)\right)/E_{\text{осколка}}$, где $E(\lambda)$ — суммарная энергия фотонов с длиной волны λ, $E_{\text{осколка}} = 93$ МэВ.

плазмы, равной $10^{10}-10^{11}$ см$^{-3}$. В макрообъеме такие параметры плазмы обычно достигаются при удельных энерговкладах в газ 10^1-10^2 Вт/см^3. Наблюдаемое хорошее совпадение спектров между собой указывает на постоянство состава плазмы, образуемой в треке осколка деления и при возбуждении газа продуктами нейтронных ядерных реакций. Таким образом, экспериментальные результаты подтверждают, что при умеренных уровнях накачки ядерная плазма имеет трековую структуру, все плазмохимические процессы происходят в трековых следах, а увеличение накачки газа увеличивает количество трековых следов в единице объема газа. Отличия свойств плазмы должны наступить при высоких энерговкладах в газ $\geq 10^2-10^3$ Вт/см^3, при которых треки частиц начинают перекрываться между собой. Полученные в работе результаты экспериментально подтверждены в диапазоне значений удельных энерговкладов в газ $\leq 10^{-2}$ Вт/см^3. Мы надеемся, что наши выводы будут справедливыми и при больших энерговкладах — до 10^2-10^3 Вт/см^3.

Список литературы

[1] *Копай-Гора А. П., Миськевич А. И., Саламаха Б. С.* // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 11. С. 23—26.

[2] *Воинов А. М., Кривоносов В. Н., Мельников С. П.* и др. // ДАН СССР. 1990. Т. 312. № 4. С. 864—867.
[3] *Держиев В. И., Жидков А. Г., Коваль А. В., Яковленко С. И.* Препринт ИОФАН СССР. № 223. М., 1987.
[4] *Schneider R. T., Hohl F.* // Adv. in Nucl. Sci. and Technol. 1984. Vol. 16 P. 123—287.
[5] *Воинов А. М., Мельников С. П., Синянский А. А.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 19. С. 56—59.
[6] *Александров А. Ю., Долгих В. А., Керимов О. М.* и др. // Квантовая электрон. 1987. Т. 14. № 12. С. 2389—2396.
[7] *Иванов В. А., Сухомлинов В. С.* // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 5. С. 843—853.
[8] *Полетаев Е. Д., Дорофеев Ю. Б., Дьяченко П. П.* Препринт ФЭИ. № 2071. Обнинск, 1990.
[9] *Гурьев И. П., Дмитриев А.Б., Ильяшенко В. С.* и др. // ПТЭ. 1987. № 5. С. 39—41.
[10] *Богданова И. П., Юргенсон С. В.* // Опт. и спектр. 1987. Т. 63. Вып. 6. С. 1373—1375.
[11] *Suzuki M., Ruan (gen) J., Kubota S.* // Nucl. Instr. Meth. 1982. Vol. 192. P. 565—574.

Московский инженерно-физический институт

Поступило в Редакцию
16 июля 1990 г.
В окончательной редакции
26 марта 1991 г.