

УДК 539.186.2 : [546.32+546.33]

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПАРОВ КАЛИЯ И НАТРИЯ ПРОДУКТАМИ НЕЙТРОННОЙ ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ

${}^3\text{He} (np) {}^3\text{T}$

Дмитриев А. Б., Миськевич А. И., Саламаха Б. С.

Рассматриваются особенности люминесценции паров Na и K в смеси с ${}^3\text{He}$ атмосферного давления при возбуждении их высокоэнергетическими ядерными частицами. Показано, что населенности высоколежащих уровней Na I и K I описываются распределением Больцмана с эффективной электронной температурой $T_e \approx 2000-3000$ °K для паров Na и $T_e \approx 1200-1500$ °K для паров K. В спектрах испускания ${}^3\text{He}-\text{Na}$ и ${}^3\text{He}-\text{K}$ смесей обнаружены яркие континуумы, отнесенные к полосам $A^1\Sigma_u^+ - X^1\Sigma_g^+$ молекул Na_2^* и K_2^* . Отмечается высокая эффективность преобразования энергии ядерных реакций в излучение молекул Na_2^* и K_2^* .

Пары щелочных металлов образуют устойчивые молекулы типа Li_2 , Na_2 , K_2 , Cs_2 , Rb_2 [1-4]. Эти молекулы могут использоваться как активные среды лазеров. В настоящее время такая возможность широко обсуждается в литературе в связи с разработкой лазеров на связанно-связанных и связанно-разлетных переходах этих молекул [4, 5]. Предполагается, что при ударах с резонансно-возбужденными атомами щелочных металлов можно получить большие скорости накачки $A^3\Sigma^-$ - и $a^3\Pi$ -состояний молекул щелочных металлов и соответственно обеспечить условия для высокоэффективной работы таких лазеров [6, 7].

Нами рассмотрены особенности люминесценции паров Na и K в смеси с гелием-3 атмосферного давления при возбуждении их высокоэнергетическими ядерными частицами — протонами с энергией 0.57 МэВ и ядрами трития с энергией 0.19 МэВ. Эти частицы являются продуктами нейтронной ядерной реакции ${}^3\text{He} (np) {}^3\text{T}$ (энергия реакции — 0.76 МэВ), используемой в качестве источника энергии в лазерах с ядерной накачкой [8, 9].

Экспериментальная установка описана в [10]. Смеси насыщенных паров Na и K приготавливались в запаиваемых кюветах $\varnothing 30 \times 150$ мм. Буферный газ гелий-3 — при давлении 750 Тор; металлический Na или K вводился в кювету из специальных источников. Кюветы размещались вблизи активной зоны ядерного реактора ИРТ внутри вертикального экспериментального канала и облучались потоком тепловых нейтронов с плотностью $\sim 2 \cdot 10^{13}$ т. н./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Это обеспечивало удельное энерговыделение в газе ~ 0.25 Вт/ см^3 . Канал был оборудован печью, позволявшей изменять температуру кюветы в процессе облучения от 70 до 450 °C. Оптическое излучение кюветы выводилось из канала и регистрировалось дифракционным спектрометром ДФС-12. Установка позволяла измерять спектры люминесценции парогазовых смесей ${}^3\text{He}-\text{Na}$ и ${}^3\text{He}-\text{K}$ в диапазоне длин 360—830 нм со спектральным разрешением 0.2—1.5 нм.

Диаграмма энергетических уровней He, Na и K показана на рис. 1. Вследствие особенностей расположения энергетических уровней этих элементов в смесях ${}^3\text{He}-\text{Na}$ и ${}^3\text{He}-\text{K}$ отсутствуют условия для селективного заселения уровней Na и K при ударах второго рода. В ${}^3\text{He}-\text{K}$ смеси, по-видимому, возможно селективное заселение некоторых долгоживущих автоионизационных состояний, например: $3p^5 3d 4s {}^4F_{3/2}^o$ с энергией ~ 20.6 эВ при столкновениях с метастабильными атомами He (2^1S). Однако используемая нами спектральная аппаратура не позволяла регистрировать эти процессы.

Спектр испускания $^3\text{He}-\text{Na}$ смеси содержит две яркие резонансные D -линии натрия — 588.99 и 589.59 нм, группу атомарных линий (переходы $ns-3p$, $nd-3p$) и континуум в области 540—830 нм. На долю D -линий и континуума

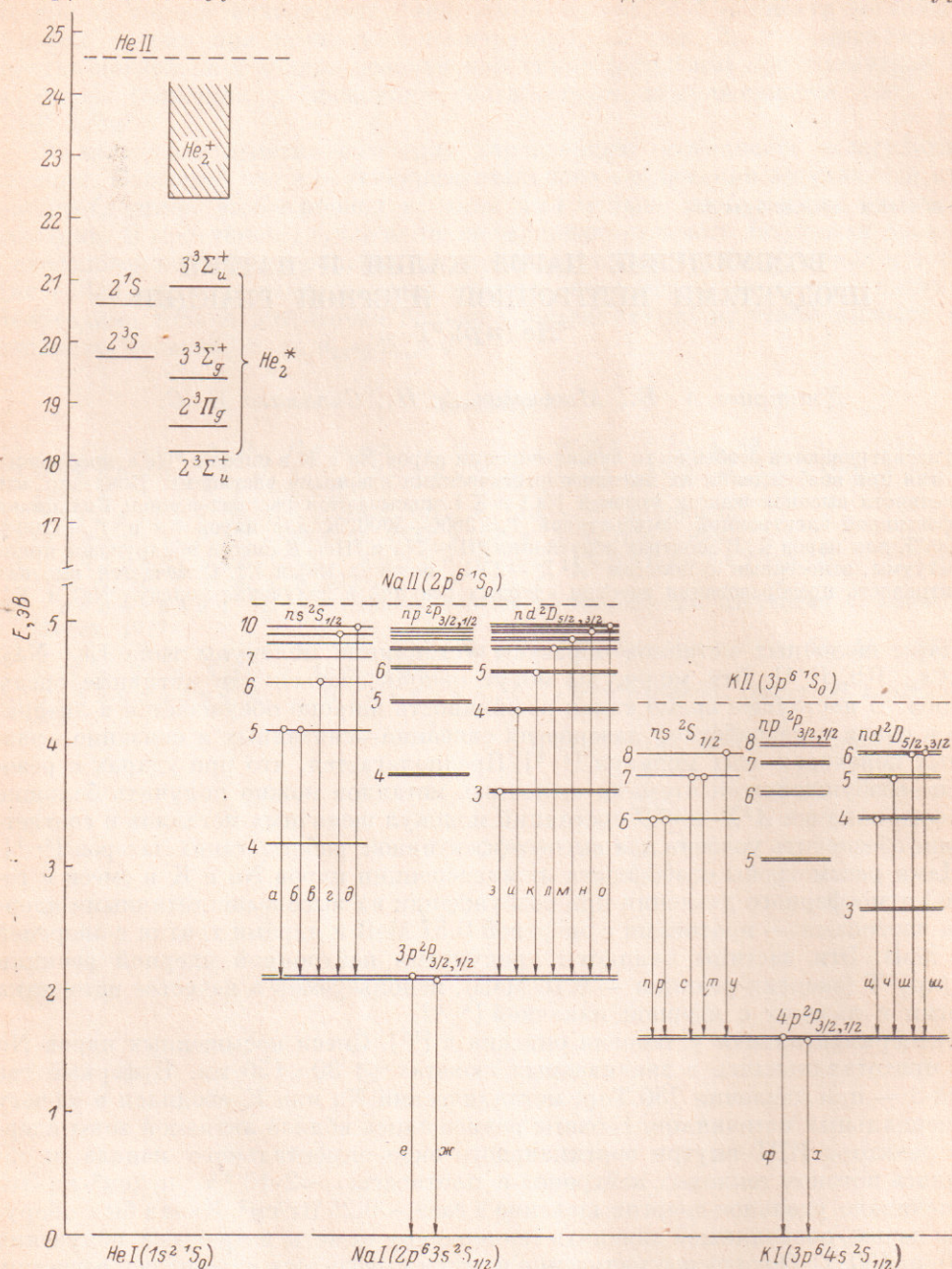


Рис. 1. Диаграмма энергетических уровней He, Na, K. Стрелками указаны переходы, наблюдаемые в настоящей работе при возбуждении плотных $^3\text{He}-\text{Na}$ и $^3\text{He}-\text{K}$ смесей продуктами ядерной реакции $^3\text{He}(np)^3\text{T}$.

Буквами обозначены длины волн (нм): $a - 615$, $b - 616$, $c - 515.3$, $e - 442.3$, $d - 434.4$, $e - 589$, $ж - 589.6$, $з - 819.4$, $u - 568.8$, $к - 497.8$, 498.2 , $а - 466.4$, 466.8 , $м - 449.7$, $н - 439$, $о - 432.4$, $п - 691.1$, $p - 693.8$, $c - 578.2$, $t - 580.1$, $y - 533.9$, $ф - 766.4$, $х - 769.8$, $ц - 696.4$, $ч - 583.1$, $ш - 534.2$, $у - 535.9$.

приходится более половины всей энергии, излучаемой смесью в диапазоне 360—830 нм. D -линии резонансно уширены. Наблюдаемый континуум 540—830 нм отнесен нами к полосе $A^1\Sigma_u^+ - X^1\Sigma_g^+$ молекулы Na_2^* . Континуум имеет два максимума — при 590 и 770 нм. Положения максимумов и форма спектра соответствуют наблюдавшимся в [11].

Спектр $^3\text{He}-\text{K}$ смеси имеет подобную структуру. Наиболее интенсивными линиями являются уширенные D_1 - и D_2 -линии К I ($\lambda=766.49$ и 769.89 нм). Имеются также группа дублетных линий атома калия (переходы $ns-4p$, $nd-4p$) и континуум, примыкающий к резонансным D -линиям. Согласно [12], континуум со стороны длинноволнового крыла D_1 -линии связан с полосой $A^1\Sigma_u^+-X^1\Sigma_g^+$ молекулы K_2^+ . На рис. 2 приведена форма наблюдаемого континуума в $^3\text{He}-\text{K}$ смеси высокого давления.

На рис. 3 показаны заселенности уровней ns и nd атомов К (сплошные линии) и Na (штриховые линии) в зависимости от энергии уровней. Кривые получены путем пересчета интенсивностей линий, начинающихся с этих уровней, с учетом

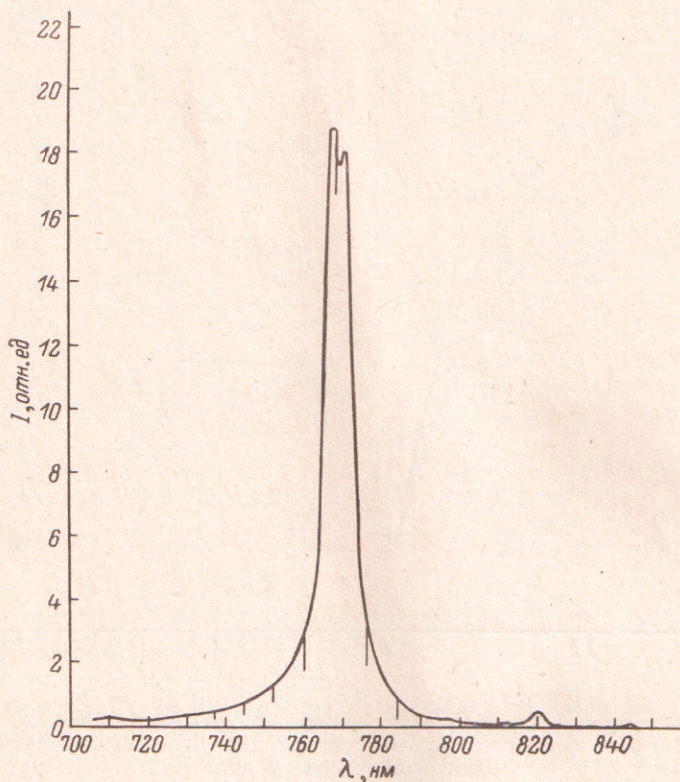


Рис. 2. Форма континуума в $^3\text{He}-\text{K}$ смеси (аппаратурная запись).

Давление ^3He — 750 Тор, давление паров К — 10^{-2} Тор. Поправка на спектральную чувствительность не вводилась.

спектральной чувствительности аппаратуры и значений вероятностей переходов A_{ik} . Использовались переходы ($ns-3p$), ($nd-3p$) Na I и ($ns-4p$), ($nd-4p$) K I. Коэффициенты A_{ik} взяты из [13].

В $^3\text{He}-\text{K}$ смеси имеет место выравнивание заселенностей уровней К I с близкими значениями энергии. По-видимому, это связано с неупругими столкновениями медленных электронов с возбужденными атомами К I, приводящими к перераспределению атомов по возбужденным состояниям. В чистом He этот эффект наблюдали в [14].

В $^3\text{He}-\text{Na}$ смеси выравнивание заселенностей проявляется только для высоколежащих уровней Na I, имеющих энергию выше 4.4 эВ.

В грубом приближении можно считать, что при температуре смесей ~ 600 К населенности уровней описываются распределениями Больцмана с эффективной температурой электронов $T_e \sim 2000 \div 3000$ К для Na и $T_e \sim 1200 \div 1500$ К для K.

В таблице приведены процессы, протекающие в $^3\text{He}-\text{Na}$ смеси высокого давления при возбуждении высокоэнергетическими ядерными частицами. Продукты $^3\text{He}(np)^3\text{T}$ ядерной реакции — протоны с энергией 0.57 МэВ и ядра

третия с энергией 0.19 МэВ — замедляются в ${}^3\text{He}\text{--Na}$ смеси, расходуя свою энергию в основном на ионизацию и возбуждение атомов гелия-3 (в данной работе можно не учитывать процессы ионизации и возбуждения атомов натрия ядерными частицами из-за малой концентрации паров натрия в смеси). Для данных экспериментальных условий накачки ${}^3\text{He}\text{--Na}$ и ${}^3\text{He}\text{--K}$ смесей (удельный энерговыход в газ $\sim 0.25 \text{ Вт/см}^3$) скорости образования ионов He^+ и метастабильных атомов He^m продуктами ${}^3\text{He}$ (np) ${}^3\text{T}$ ядерных реакций были равны (см. таблицу, реакция (1)): $\sim 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ для He^+ , $\sim 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ для He^m .

Атомарные ионы He^+ за счет реакции конверсии (2) переходят в молекулярные ионы He_2^+ . Скорость реакции (2) при $P_{\text{He}} \sim 1$ ата около $4 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$. При этих

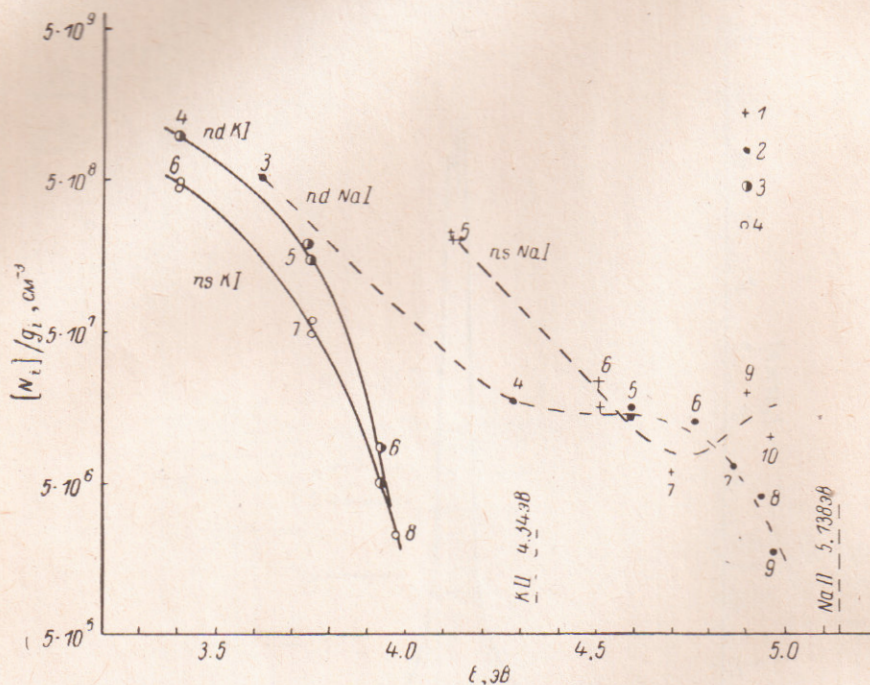


Рис. 3. Заселенности уровней K I (сплошные линии) и Na II (штриховые линии) в ${}^3\text{He}\text{--Na}$ и ${}^3\text{He}\text{--K}$ смесях в зависимости от энергии уровней. Цифрами указаны значения главного квантового числа уровня.

1 — s-уровни Na I, 2 — d-уровни Na I, 3 — s-уровни K I, 4 — d-уровни K I. Состав ${}^3\text{He}\text{--Na}$ смеси: давление ${}^3\text{He}$ — 750 Тор, давление паров Na — 10^{-1} Тор. Состав ${}^3\text{He}\text{--K}$ смеси: давление ${}^3\text{He}$ — 750 Тор, давление паров K — 10^{-2} Тор. Плотность потока тепловых нейтронов накачки — $2 \cdot 10^{13}$ т. н./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

условиях скорость образования молекул He_2^* из атомов He^m (реакция (3)) почти в 200 раз медленнее; поэтому основными носителями энергии ядерных реакций в смеси являются ионы He_2^+ , метастабильные атомы He^m и ионы He^+ .

Согласно [18], надтепловые электроны термализуются при упругих соударениях с атомами He приблизительно за время в несколько наносекунд, и их энергия оказывается недостаточной для возбуждения атомов примесного газа (Na или K).

Передача энергии атомам Na от возбужденных состояний гелия может происходить только за счет реакций перезарядки (4) и Пеннинга (5). В результате этих реакций создаются ионы Na II в основном состоянии. Реакция зарядового обмена иона He^+ с атомом Na маловероятна из-за большого дефекта энергии такой реакции.

Возбужденные атомы Na могут образовываться за счет рекомбинации ионов Na II. При высоких давлениях процесс рекомбинации обычно протекает при участии трех частиц (ударная рекомбинация, томсоновская рекомбинация) или же через образование промежуточных молекулярных ионов с их последующей диссоциативной рекомбинацией. Измеренная в работе температура электронов ($\sim 1000 \div 2000 \text{ K}$) слишком высока, чтобы процессы трехчастичной рекомбина-

№	Реакция	Коэффициент скорости реакции	Литература
1	$\text{He} + \left(\frac{P}{T}\right) \rightarrow \text{He}^+ + \left(\frac{P}{T}\right) + e_3$ $\text{He} + \left(\frac{P}{T}\right) \rightarrow \text{He}^m + \left(\frac{P}{T}\right)$ $\text{He} + e_3 \rightarrow \text{He}^+ + 2e$ $\text{He} + e_3 \rightarrow \text{He}^m + e$	$N(\text{He}^+) = Q/1.7 J = 1.87 \cdot 10^4$ $N(\text{He}^m) = (0.4 \div 0.5) \cdot N(\text{He}^+)$	[8]
2	$\text{He}^+ + 2\text{He} \rightarrow \text{He}_2^+ + \text{He}$	$k_2 = 5.4 \cdot 10^{-32} \text{ см}^3/\text{с}$	[15]
3	$\text{He}^m + 2\text{He} \rightarrow \text{He}_2^m + \text{He}$	$k_3 = 2.5 \cdot 10^{-34} \text{ см}^3/\text{с}$	[15]
4	$\text{He}_2^+ + \text{Na} \rightarrow \text{Na}^+ + 2\text{He} + \Delta E$	k_4	
5	$\text{He}^m + \text{Na} \rightarrow \text{Na}^+ + \text{He} + e + \Delta E$	$\sigma(2^1S) = 1.7 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ $\sigma(2^3S) = 1.4 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$	[16]
5	Образование Na^{**} за счет рекомбинации		
7	$\text{Na}^{**} \rightarrow \text{Na}^* + h\nu$	$A_7 = 3.2 \cdot 10^5 \div 6.37 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$	[13]
8	$\text{Na}^*(3p) \rightarrow \text{Na} + h\nu (589,589.6 \text{ нм})$	$\tau_8 = 16 \text{ нс}$, в случае пленения излучения $\tau_8 = 12.5 \text{ мкс}$	[7]
9	$\text{Na}^*(3p) + \text{Na} \rightarrow 2\text{Na} + \Delta E$	$k_9 = (0 \div 6) \cdot 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$	[7]
10	$\text{Na}^*(3p) + \text{He} \rightarrow \text{Na}^*(3p) + \text{He}$	$\sigma = 4 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ для $(3P_{3/2} \rightarrow 3P_{1/2}) \text{ Na I}$	[17]
11	$\text{Na}^*(3p) + \text{Na}_2(X^1\Sigma) \rightarrow \text{Na}_2^*(A^1\Sigma) + \text{Na}$	$k_{11} = (0.6 \div 1.3) \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$	[7]
12	$\text{Na}^*(3p) + \text{Na}_2(X^1\Sigma) \rightarrow \text{Na}_2^*(a^3\Pi) + \text{Na}$	$k_{12} = (1.7 \div 3.6) \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$	[7]
13	$\text{Na}^*(3p) + \text{Na}_2(X^1\Sigma) \rightarrow \text{Na}_2^*(a^3\Pi) + \text{Na} \rightarrow 3\text{Na}$	$k_{13} = (5 \div 15) \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$	[7]
14	$\text{Na}_2^*(A^1\Sigma) \rightarrow \text{Na}_2(X^1\Sigma) + h\nu$	$\tau_{14} = 12 \text{ нс}$, $\lambda = 570 \div 830 \text{ нм}$	[7]
15	$\text{Na}_2^*(a^3\Pi) \rightarrow \text{Na}_2(X^1\Sigma) + h\nu$	$A_{15} = 5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$	[7]
16	$\text{Na}_2^*(a^3\Pi) + \text{Na} \begin{cases} \rightarrow \text{Na}_2^*(A^1\Sigma) + \text{Na} \\ \rightarrow \text{Na}^*(3p) + 2\text{Na} \end{cases}$	$k_{16} = (0 \div 16) \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$ $k'_{16} = (2 \div 4) \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$	[7]

Примечание. Здесь $Q = 7.6 \cdot 10^5 \text{ эВ}$ — энергия $^3\text{He}(np)^2T$ ядерной реакции, $J = 24.586 \text{ эВ}$ — потенциал ионизации гелия, $N(\text{He}^+)$, $N(\text{He}^m)$ — число пар ионов и возбужденных атомов гелия, создаваемых продуктами распада одного ядра ^3He .

ции были эффективны. Более вероятным представляется заселение возбужденных состояний атома Na I за счет диссоциативной рекомбинации промежуточных молекул типа $(\text{He Na})^+$ или Na_2^+ . К сожалению, в литературе отсутствует информация по процессам рекомбинации ионов Na II в плотной среде, поэтому в таблице вид реакции рекомбинации (6) не конкретизируется.

Высоковозбужденные атомы Na после нескольких спонтанных переходов (реакция (7)) оказываются на нижних резонансных $3p$ -уровнях Na I . При концентрациях атомов $\text{Na} \geq 10^{14} \text{ см}^{-3}$ переход с уровня $3p$ в основное состояние сильно замедлен из-за пленения резонансного излучения (реакция (8)). Точное определение заселенности резонансных уровней по излучению в условиях реабсорбции связано с большими трудностями. В литературе, однако, описаны приближенные методы расчета, обладающие достаточной для практических целей точностью. Это так называемый метод эффективного времени жизни [19, 20] и его модификации [21, 22].

Захват и повторная эмиссия резонансного излучения увеличивает эффективное время жизни резонансного уровня. Это увеличение учитывается коэффициентом захвата f , причем $0 \leq f \leq 1$. В общем случае f зависит от формы спектральной линии, геометрии плазмы, температуры и давления газа.

Вероятность спонтанного излучения резонансного уровня в условиях реабсорбции A_{m0}^* в этом случае будет

$$A_{m0}^{*f} = A_{m0} f.$$

Здесь A_{m0} — вероятность спонтанного излучения при отсутствии пленения излучения. Из формулы следует, что при $f=1$ резонансный захват отсутствует, при $f=0$ излучение не может выйти за пределы плазмы.

Если A_{m0}^* известна, то заселенность резонансных уровней в условиях реабсорбции рассчитывается по формуле

$$[\text{Na}(3p)] = \frac{J}{A_{m0}^* \varepsilon} = \frac{J}{f A_{m0} \varepsilon}.$$

Здесь J — число фотонов резонансного излучения, зарегистрированных детектором в единицу времени; ε — эффективность регистрации детектора.

В [20] показано, что коэффициент захвата f для некоторых геометрий излучающей плазмы может быть найден аналитически. Например, для столкновительно-уширенной линии и плазменного объема в виде бесконечного цилиндра радиуса R

$$f_{\text{цил}} = \frac{1.115}{(\pi k_p R)^{0.5}},$$

а для плоского бесконечного слоя толщиной L

$$f_{\text{слоя}} = \frac{1.15}{(\pi k_p L)^{0.5}}.$$

Здесь

$$k_p \approx \left(\frac{\lambda_0^2 N_0}{2\pi} \right) \left(\frac{g_m}{g_0} \right) \left(\frac{1}{A_{m0} \gamma_p} \right),$$

где λ_0 — длина волны резонансного излучения; N_0 — заселенность основного состояния; g_m , g_0 — статистические веса резонансного уровня и основного состояния атома; γ_p — полуширина линии.

В данной работе мы использовали экспериментальные значения эффективного времени жизни резонансного излучения, полученные для излучающего объема цилиндрической формы $\varnothing 2.5 \times 5.0$ см при концентрациях $\text{Na} \sim 10^{14} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [7], поскольку не располагали достоверными данными о величине γ_p .

Из-за большого времени жизни ($\tau_{\text{эф}} \sim 12.5$ мкс) заселенность уровня $3p \text{ NaI}$ в условиях реабсорбции оказалась наивысшей и равной $1.4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (для $4p$ -уровня K I $\tau_{\text{эф}} \sim 16$ мкс [23]) и заселенность уровня $\sim 2.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Долгоживущие резонансно-возбужденные состояния атомов NaI разрушаются при столкновениях с атомами Na в основном состоянии (реакция (9)), перемещиваются при столкновениях с атомами He (реакция (10)), образуют возбужденные молекулы при соударениях с молекулами $\text{Na}_2(X^1\Sigma)$ (реакции (11), (12), (13)). Согласно [7], насыщенные пары натрия при температурах $280-430^\circ \text{C}$ содержат около 1—4 % молекул $\text{Na}_2(X^1\Sigma)$. Образующиеся в реакциях (11), (12), (13) возбужденные молекулы $\text{Na}_2^*(A^1\Sigma_u^+)$ и $\text{Na}_2^*(a^3\Pi_u)$ излучательно переходят в основное состояние (реакции (14), (15)). Долгоживущие молекулы $\text{Na}_2^*(a^3\Pi_u)$ могут столкновительно разрушаться при соударениях с атомами Na (реакция (16)).

Используя константы процессов (11)—(16), можно найти суммарную населенность молекул $\text{Na}_2^*(A^1\Sigma_u^+)$ и $\text{Na}_2^*(a^3\Pi_u)$. Составляя уравнение баланса частиц для стационарного случая, получаем

$$\frac{d}{dt} [\text{Na}_2^*(A^1\Sigma_u^+)] = 0 = k_{11} [\text{Na}^*(3p)] [\text{Na}_2] + k_{16} [\text{Na}_2^*(a^3\Pi_u)] [\text{Na}] - \frac{[\text{Na}_2^*(A^1\Sigma_u^+)]}{\tau_{14}},$$

$$\frac{d}{dt} [\text{Na}_2^*(a^3\Pi_u)] = 0 = k_{12} [\text{Na}^*(3p)] [\text{Na}_2] - (k_{16} + k'_{16}) [\text{Na}] [\text{Na}_2^*(a^3\Pi_u)] - [\text{Na}_2^*(a^3\Pi_u)] A_{15}.$$

Отсюда

$$[\text{Na}_2^*(A^1\Sigma_u^+)] = \{k_{11} [\text{Na}^*(3p)] [\text{Na}_2] + k_{16} [\text{Na}_2^*(a^3\Pi_u)] [\text{Na}]\} \tau_{14},$$

$$[\text{Na}_2^*(a^3\Pi_u)] = \frac{k_{12} [\text{Na}_2] [\text{Na}^*(3p)]}{(k_{16} + k'_{16}) [\text{Na}] + A_{15}}.$$

Подставляя значения $[\text{Na}^*(3p)] = 1.4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $[\text{Na}] = 3.54 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $[\text{Na}_2] = (3.6 \div 14) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, получаем: $[\text{Na}_2^*(a^3\Pi_u)] = 7.09 \cdot 10^8 \div 2.84 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $[\text{Na}_2^*(A^1\Sigma_u^+)] = 3.62 \cdot 10^6 \div 5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$.

Из-за больших неопределенностей величин коэффициентов скоростей реакций (11), (12), (13), (16) заселенности молекулярных состояний Na_2 ($A^1\Sigma_u^+$) и Na_2 ($a^3\Pi_u$) определяются с точностью до порядка величины. Для молекул Na_2 ($A^1\Sigma_u^+$) даже для нижнего предела значений заселенности интенсивность молекулярного излучения составляет около 40 % излучения резонансных $3p$ -линий атома NaI , а для верхнего предела заселенности превосходит их почти в 4 раза. Это указывает на высокую эффективность образования молекул Na_2^* в такой плазме.

Графическое интегрирование спектра испускания $^3\text{He}-\text{Na}$ смеси, измеренного в настоящей работе, показало, что суммарная энергия, излучаемая D -линиями и молекулами Na_2^* ($A^1\Sigma_u^+$), составляет около 50 % всей энергии, излучаемой атомами натрия в интервале длин волн 360—830 нм.

Реакции, протекающие в $^3\text{He}-\text{K}$ смеси высокого давления, по-видимому, аналогичны приведенным в таблице для $\text{He}-\text{Na}$ смеси. Для паров калия, однако, в литературе имеется мало констант реакций.

Отсутствие констант процессов (11)—(16) для калия не позволило определить величину заселенности молекул K_2 . Графическое интегрирование спектра испускания $^3\text{He}-\text{K}$ смеси показало, что на долю континуума и D -линий приходится 90 % суммарной энергии излучения в рассматриваемом диапазоне длин волн.

Литература

- [1] Verma K. K., Bahns J. T., Rajaei A. R., Stwalley W. C. — *J. Chem. Phys.*, 1983, v. 78, N 6, p. 3599.
- [2] Клявиньш Я. П., Янсон М. Л. — *Опт. и спектр.*, 1982, т. 52, в. 4, с. 630.
- [3] Benedict R. P., Drummond D. L., Schlie L. A. — *J. Chem. Phys.*, 1979, v. 70, N 7, p. 3155.
- [4] Бонч-Бруевич А. М., Вартамян Т. А., Максимов Ю. Н., Хромов В. В. — *Опт. и спектр.*, 1985, т. 58, в. 3, с. 546.
- [5] Bahns J. T., Verma K. K. — *Appl. Phys. Lett.*, 1983, v. 42, N 4, p. 336.
- [6] Verne La, Schlie A. — *J. Appl. Phys.*, 1976, v. 47, N 4, p. 1397.
- [7] Lam L. K., Fujimoto T., Gallagher A. C. — *J. Chem. Phys.*, 1978, v. 68, N 8, p. 3553.
- [8] Schneider R. T., Hohl F. — In: *Advances in Nuclear Science and Technology*. V. 16 / Ed. by J. Lewins, M. Becker. N.—Y.—London, 1984.
- [9] Миськевич А. И., Ильяшенко В. С., Саламаха Б. С., Сипайло А. А., Степанов В. А., Городков Е. М. — *ЖТФ*, 1982, т. 52, с. 402.
- [10] Гурьев И. П., Дмитриев А. Б., Ильяшенко В. С., Миськевич А. И., Саламаха Б. С. — *ПТЭ*, 1978, № 5, с. 39.
- [11] Lam L. K., Gallagher A. — *J. Chem. Phys.*, 1977, v. 66, N 8, p. 3550.
- [12] Crane W. O., Christy A. — *Phys. Rev.*, 1930, v. 36, p. 421.
- [13] Касабов Г. А., Елисеев В. В. *Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы*. М., 1973.
- [14] Пиотровский Ю. А., Сергеев Ю. Н., Толмачев Ю. А., Захаржевская Т. П. — *Опт. и спектр.*, 1985, т. 59, в. 2, с. 246.
- [15] Deloche R., Monchicourt P., Cheret M., Lambert F. — *Phys. Rev.*, 1976, v. A-13, N 3, p. 1140.
- [16] Нотор Н., Niehaus A. — *Z. für Physik*, 1970, v. 238, N 5, p. 452.
- [17] Атутов С. Н., Плеханов А. И., Шалагин А. М. — *Опт. и спектр.*, 1984, т. 56, в. 2, с. 215.
- [18] Walters R. A., Schneider R. T. — *Trans. ANS*, 1973, v. 17, p. 1.
- [19] Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы*. М., 1982.
- [20] Holstein T. — *Phys. Rev.*, 1951, v. 83, N 6, p. 1159.
- [21] Беннет В. *Газовые лазеры*. М., 1964.
- [22] Цвиккер Г. — В кн.: *Методы исследования плазмы* / Под ред. В. Лохте-Хольгрена. М., 1971.
- [23] Корчевой Ю. П., Лукашенко С. Н. — *Опт. и спектр.*, 1977, т. 43, в. 5, с. 826.

Поступило в Редакцию 21 марта 1986 г.