

04;05;07;11;12

Влияние механизмов конвекции и теплопроводности на коэффициент усиления лазерного излучения в пристеночной рекомбинационно-неравновесной водородной плазме

© А.П. Курышев, С.А. Козлов

Балтийский государственный технический университет „Военмех“ им. Д.Ф. Устинова, 190005 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 17 февраля 2004 г.)

Проанализировано влияние проводящего тела, обладающего большой теплоемкостью, на тепловое состояние водородной плазмы в приграничной с телом области. Показано, что в пограничном тепловом слое может при определенных физических условиях интенсивно развиваться процесс передачи проводящему теплоемкому телу накопленной в плазме энергии, что приводит к переохлаждению плазмы. В математическую модель плазмы включены механизмы конвективного теплообмена и теплопроводности. Отмеченный факт переохлаждения плазмы в пристеночной области проанализирован на возможность существования рекомбинационно-неравновесных состояний, обладающих инверсной заселенностью. Показано, что максимальное значение коэффициента усиления излучения — порядка десятых $[\text{cm}^{-1}]$ — на ядрах водорода достигается на переходе 3–2 в диапазоне стартовых параметров системы: давление плазмы 1–3 atm, температура плазмы порядка 0.5 eV, температура поверхности тела из вольфрама 300 K, радиус тела порядка 0.5–1 m.

В литературе [1,2] широко обсуждается возможность создания эффективных лазерных установок для их использования в таких областях, как термоядерный синтез, лазерные реактивные двигатели, энергоемкие химические процессы и т.п. При этом одной из проблем является создание условий, при которых стационарно-или импульсно-рекомбинирующая плазма эффективно усиливает излучение на какой-либо частоте перехода своих атомов, молекул или ионов.

Ранее нами [3] в рамках модели нестационарной теплопроводности проанализировано влияние проводящего тела, обладающего большой теплоемкостью, на тепловое состояние водородной плазмы в приграничной с телом области. Показано, что в пограничном тепловом слое может при определенных физических условиях интенсивно развиваться процесс передачи проводящему теплоемкому телу накопленной в плазме энергии, что приводит к переохлаждению плазмы. Характерные временные масштабы процессов — порядка 10^{-8} – 10^{-3} s. Параметры невозмущенной плазмы: температура до 2 eV, давление до единиц атмосфер. В приповерхностном слое возможно формирование плазмы с рекомбинационно-неравновесным составом вплоть до перехода ее из-за переохлаждения из идеального в неидеальное состояние. Отмеченный факт переохлаждения плазмы в пристеночной области проанализирован на возможность существования рекомбинационно-неравновесных состояний, обладающих инверсной заселенностью. Проведено исследование возможного проявления усиливающих излучение свойств рекомбинационно-неравновесной пристеночной плазмы водорода, переохлажденной в результате ее взаимодействия с телом, обладающим большой теплоемкостью, в рамках различных нестационарных моделей

поуровневой релаксации иона водорода: двухуровневой, многоуровневой с одноквантовыми и многоквантовыми переходами. Проведены расчеты коэффициента усиления излучения на голых ядрах водорода на различных переходах 4–1, 4–2, 4–3, 3–1, 3–2 для различных моделей поуровневой релаксации. Показано, что максимальное значение коэффициента усиления излучения — порядка десятых $[\text{cm}^{-1}]$ на ядрах водорода достигается на переходе 3–2 в диапазоне стартовых параметров системы: давление плазмы 1–3 atm, температура плазмы порядка 0.5 eV, температура поверхности тела из вольфрама порядка 300 K.

В настоящей работе в математическую модель включен механизм конвективного теплообмена, который наряду с процессом теплопроводности присутствует в реальной физической ситуации и может привести к корректировке полученных ранее результатов [3].

Исследование проводится на основе следующей модельной постановки. В сформулированных физических условиях характерное время процесса охлаждения плазмы много больше времени обмена энергией между ее компонентами, что позволяет использовать для решения внешней тепловой задачи в тепловом пограничном слое вне области двойного слоя одножидкостную модель для плазмы. Характерный пространственный масштаб области теплового возмущения плазмы телом с большой теплоемкостью много меньше характерного размера тела. Это позволяет использовать при решении внешней (в плазме) тепловой задачи одномерную постановку. Для решения внутренней (в теле) тепловой задачи может быть использовано аналитическое решение для сферического тела [4]. Внешняя тепловая задача решается численно в рамках хорошо известной математической модели — краевой одномерной задачи о

нестационарном температурном поле плазмы в приграничной области с телом вне двойного слоя с учетом процессов теплопроводности и конвективного теплообмена

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho V_x) = 0,$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x}, \quad p = \rho RT,$$

$$\rho c_v \left(\frac{\partial T}{\partial t} + V_x \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) - p \frac{\partial V_x}{\partial x},$$

начальные условия

$$T(0, x) = T_0, \quad V_x(0, x) = 0, \quad \rho(0, x) = \rho_0,$$

граничные условия

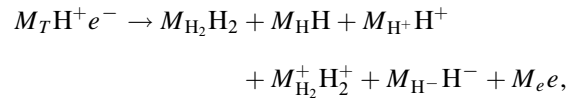
$$T(t, 0) = T_0, \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_S = q = \sum q_k,$$

$$V_x \Big|_S = 0, \quad \rho(t, 0) = \rho_0.$$

Процесс теплообмена между плазмой и проводящим телом, обладающим большой теплоемкостью, определяется вкладом различных механизмов теплообмена (электронного, ионного, нейтрального), включение которых связано с действием электрического поля, которое либо формируется при взаимодействии плазмы с телом (плавающий потенциал), либо может быть сформировано с помощью внешнего источника энергии. В последнем случае может быть „приоткрыт“ электронный или ионный канал теплообмена. Электроны при поглощении отдают телу энергию порядка работы выхода, а ионы при поверхностной оже-нейтрализации [5] — энергию порядка разности энергии ионизации и работы выхода, т.е. в обоих случаях энергию порядка нескольких электрон-вольт. Механизмы теплообмена носят квантовый характер.

Суммарный „тепловой“ поток на тело из плазмы, вообще говоря, сильно зависит от зарядового состояния проводящего тела, „отбирающего“ из плазмы энергию. Таким образом, тепловое и зарядовое состояния плазмы и тела являются связанными и в общем случае требуется решение полной самосогласованной задачи. Однако в рамках модели равновесной на бесконечности максвелловской плазмы в условиях, когда электрическое поле экранируется в тонком двойном слое с масштабом порядка дебаевского радиуса, много меньшим длин свободного пробега частиц плазмы, удастся электродинамическую и тепловую задачи разделить. При этом при вычислении методом кинетической теории потоков энергии может быть использовано известное решение электродинамической задачи для функций распределения электронов и ионов. Электроны и ионы имеют максвелл-большмановское распределение по скоростям, нейтральные частицы — максвелловское распределение.

Кроме того, потоки энергии q_k зависят от состава плазмы. Равновесный стартовый состав плазмы водорода определяется уравнением условной химической реакции



где M_T — количество молей условных „молекул“ плазмы $\text{H}^+ e^-$, M_k — количество молей k -й компоненты плазмы.

Расчет стартового равновесного состава невозмущенной изотермической плазмы при заданных внешних параметрах состояния плазмы (давлении p и температуры T) основан на решении системы нелинейных алгебраических уравнений для мольных долей компонент плазмы. Система уравнений состоит из уравнений сохранения вещества (числа ядер водорода и электронов), уравнений для констант химического равновесия и уравнения Дальтона.

При известном составе плазмы плотности потоков энергии q_k на тело могут быть определены по следующим формулам [3,4]: 1) для электронов

$$q_e = J_e^- (2kT_e + e\Phi_b + e\Phi^-),$$

$$J_e^- = \frac{1}{4} n_e v_{T_e} \exp\left(-\frac{e\Phi^+}{kT_e}\right),$$

$$v_{T_e} = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}, \quad \Phi^\mp = \pm \varphi_s \eta(\pm \varphi_s),$$

где J_e^- — падающий на тело поток плазменных электронов, v_{T_e} — тепловая скорость электронов плазмы, величины Φ^\mp учитывают возможную смену полярности электрического поля, φ_s — плавающий потенциал поверхности тела, Φ_b — работа выхода, заряд электрона $e > 0$, $\eta(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда; 2) для ионов k -й компоненты плазмы

$$q_k = J_k^- (2kT_k + e\Phi^+ + e(I_k - \Phi_b) - 2kT_s),$$

$$J_k^- = \frac{1}{4} n_k v_{T_k} \exp\left(-\frac{e\Phi^-}{kT_k}\right), \quad v_{T_k} = \sqrt{\frac{8kT_k}{\pi m_k}},$$

где J_k^- — падающий на тело поток ионов k -й компоненты, v_{T_k} — тепловая скорость ионов, I_k — потенциал ионизации соответствующей компоненты плазмы, T_s — температура поверхности охлаждающего плазму тела; 3) для нейтральных частиц

$$q_k = J_k^- (2kT_k - 2kT_s), \quad J_k^- = \frac{1}{4} n_k v_{T_k},$$

где J_k^- — падающий на тело поток нейтральных частиц k -й компоненты, v_{T_k} — тепловая скорость нейтральных частиц.

Формулы для потоков энергии q_k получены в предположении полного поглощения падающих на тело электронов, нейтрализации падающих на тело ионов в результате механизма оже-нейтрализации. Нейтральные частицы и нейтрализовавшиеся ионы испытывают диффузное отражение от поверхности тела.

Представляется естественным проанализировать отмеченный факт переохладения плазмы в пристеночной области и возможность проявления лазерного эффекта. Как известно [1,2], для усиления света в далеком ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах длин волн предлагаются различные механизмы создания инверсной заселенности рабочих переходов, в частности механизм рекомбинационной накачки. При высоких плотностях и низких температурах свободных электронов преобладает тройная рекомбинация (по сравнению с фоторекомбинацией), которая заселяет преимущественно высоковозбужденные состояния иона. Столкновения со свободными электронами и спонтанные радиационные распады формируют рекомбинационный поток связанных электронов, текущий по уровням в его основное состояние. Скорость радиационного распада уровня увеличивается с уменьшением главного квантового числа уровня n . Скорость же столкновительного девозбуждения уровня падает с уменьшением n . В результате это может привести к инверсной заселенности уровней с достаточно малыми квантовыми числами $b > a > 1$. Верхний уровень b накачивается рекомбинационным потоком, обусловленным главным образом столкновениями со свободными электронами, а нижний уровень a чистится спонтанными радиационными переходами на более низколежащие уровни, включая основное состояние.

Как известно [1,2], основной проблемой формирования среды с инверсной заселенностью является тот факт, что последняя может быть реализована лишь в узком диапазоне основных макроскопических параметров плазмы: температуры и плотности (давления). Кроме того, при увеличении требования к усилению в сторону его увеличения интервал допустимых значений температуры и плотности электронов сужается. Практический же интерес представляют усиливающие среды с наибольшими коэффициентами усиления

$$k_{ba} = \frac{\pi^2 c^2 A_{ba}}{\omega_{ba}^2 \Delta\omega_{ba}} \Delta N_{ba},$$

где ω_{ba} — частота перехода, связанная с длиной волны соотношением

$$\lambda_{ba} = \frac{2\pi c}{\omega_{ba}} = \frac{91.1}{Z^2} \frac{b^2 a^2}{b^2 - a^2} \text{ [nm]},$$

A_{ba} — скорость спонтанного радиационного перехода $b \rightarrow a$; $\Delta\omega_{ba}$ — эффективная ширина линии усиления; $N_{ba} = N_b - N_a^* g_b / g_a$ — инверсная заселенность; N_b, N_a — заселенности состояний b и a ; $g_b = 2b^2$ и $g_a = 2a^2$ — статистические веса этих состояний.

При достаточно низких температурах, когда несущественно возбуждение уровней из основного состояния электронными ударами, коэффициент усиления может быть представлен в виде [2]

$$k_{ba} = \alpha k_{ba}^+,$$

где α — доля центров рекомбинации (ядер водорода) в ионном составе; k_{ba}^+ — коэффициент усиления, определяемый в предположении полной ионизации плазмы.

Процесс рекомбинационного распада плазмы по компоненте ионов атомарного водорода определяется уравнением неразрывности со стоком

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(N_+ V_x) = -\beta_R N_+,$$

$$\beta_R = 5.6 \cdot 10^{-27} N_+^2 T^{-9/2} \text{ [s}^{-1}\text{]},$$

(T — в eV, N_+ — в cm^{-3} , β_R — коэффициент рекомбинации при тройных столкновениях) и соответствующими начальным и граничным условиями

$$N_+(0, x) = N_+^0, \quad N_+(t, 0) = N_+^0.$$

Кинетика поуровневой релаксации электронов в атоме водорода определяется системой уравнений Колмогорова для заселенностей в рамках многоуровневой нестационарной модели с многоквантовыми переходами

$$\frac{dN_4}{dt} = \beta_R N_+ - K_{41} N_4,$$

$$\frac{dN_3}{dt} = K_{43} N_4 - K_{31} N_3, \quad \frac{dN_2}{dt} = K_{42} N_4 + K_{32} N_3 - K_{21} N_2,$$

$$\frac{dN_1}{dt} = K_{41} N_4 + K_{31} N_3 + K_{21} N_2,$$

$$\sum_{i=1}^4 N_i(t) + N_+(t, R) = N_+^0,$$

$$N_i(0) = 0.$$

Приведенной системе уравнений для заселенностей соответствует схема переходов, представленная в графе состояний на рис. 1 ($n = 1, 2, 3, 4$ — номер энергетического уровня атома водорода).

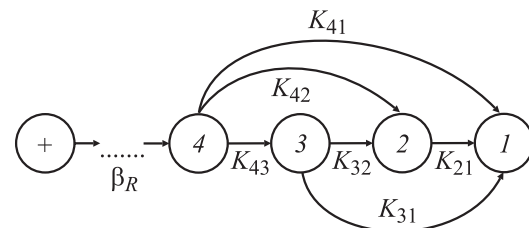


Рис. 1. Схема переходов в многоуровневой модели с многоквантовыми переходами.

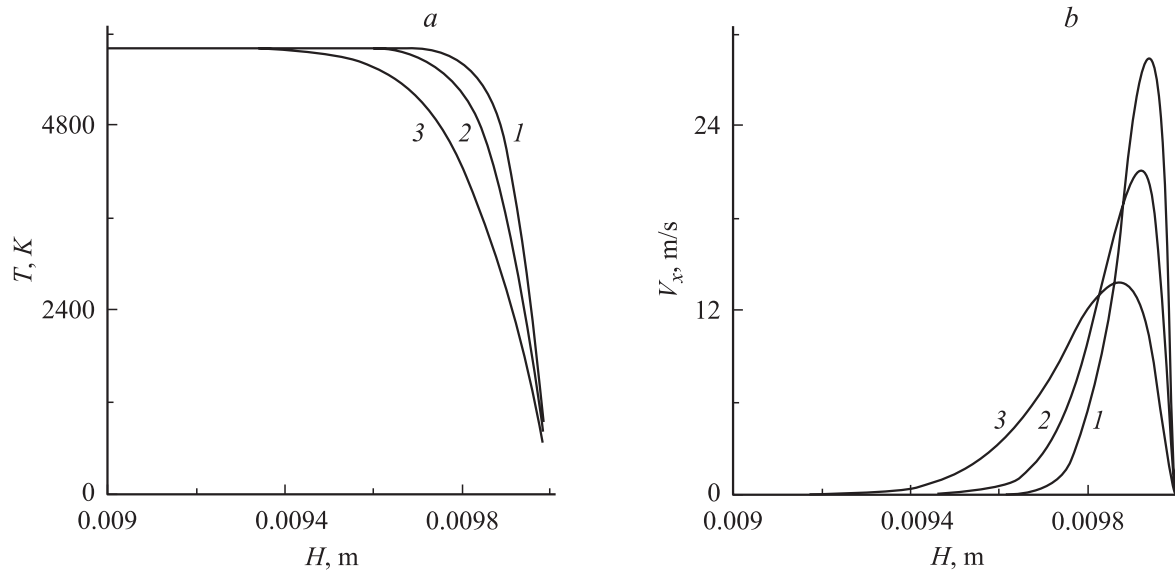


Рис. 2. Распределение температуры T (a) и макроскорости плазмы V_x (b) в пограничном слое H в различные моменты времени: 1 — $t = 3 \cdot 10^{-7}$, 2 — $6 \cdot 10^{-7}$, 3 — $1.5 \cdot 10^{-6}$ s ($p = 2$ atm, $T = 0.5$ eV, $T_s = 300$ K, $R = 0.5$ m, $H = 0.01$ m).

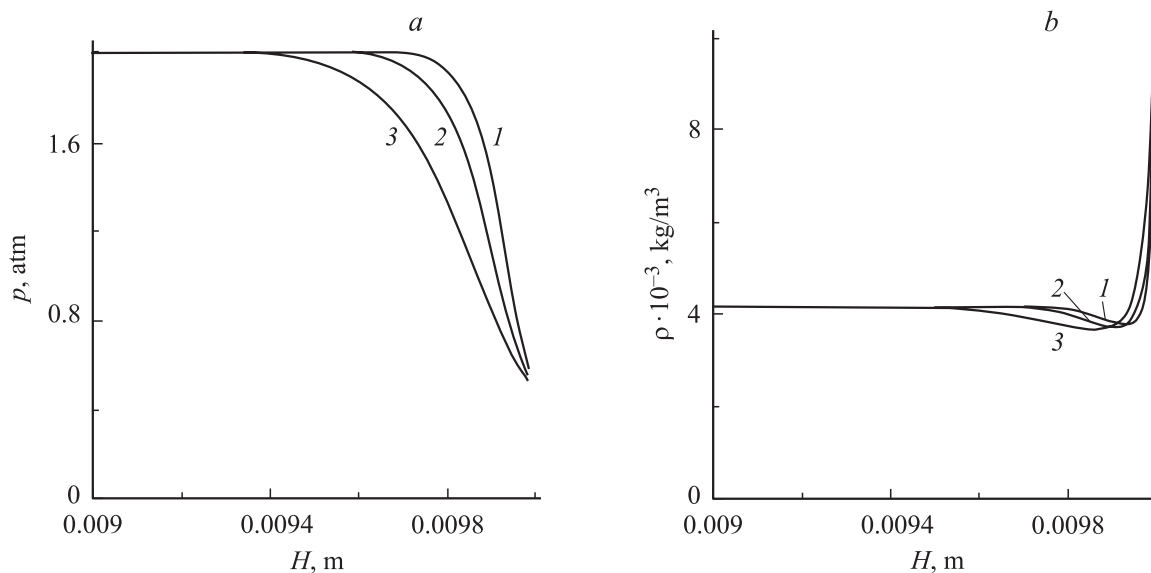


Рис. 3. Распределение давления p (a) и плотности плазмы ρ (b) в пограничном слое H в различные моменты времени. 1–3 — то же, что и на рис. 1.

При определении числа состояний атома водорода использована информация о положении „горлышка“ стока, приведенная в [1]. Интенсивности переходов K_{ba} приведены в [2].

На базе сформулированной математической модели проведено исследование возможного проявления лазерного эффекта в плазме водорода с рекомбинационной накачкой с учетом механизмов теплообмена теплопроводности и конвекции. При численной реализации система уравнений математической модели была представлена в дивергентной форме и решалась по явной схеме Лакса.

Расчет коэффициента усиления проведен для моделей уширения линии излучения Доплера и Хольтсмарка. На рис. 2–9 приведены результаты проведенных исследований: на рис. 2–3 — результаты расчетов основных макропараметров состояния плазмы (температуры, скорости, давления, плотности) в зависимости от времени для стартового состояния плазмы, определяемого условиями изобарно-изотермического сопряжения с окружающей средой; на рис. 4–6 — распределения концентрации ионов атомарного водорода в пограничном слое H , определяющего процесс поуровневой релакса-

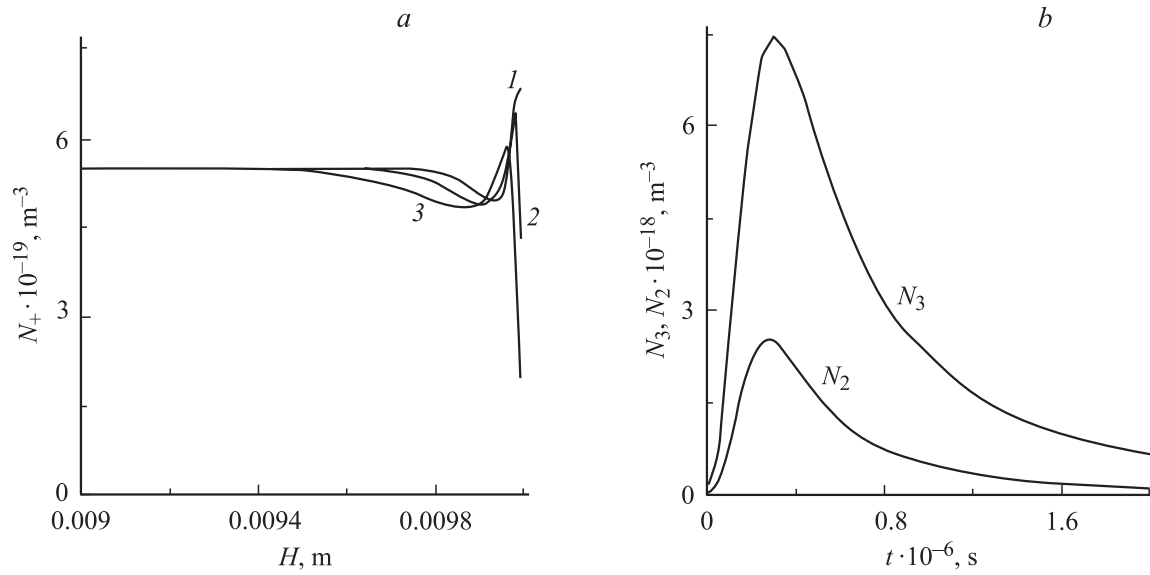


Рис. 4. Распределение концентрации ядер водорода N_+ (a) и заселенностей N_3, N_2 (b) в пограничном слое H в различные моменты времени. 1–3 — то же, что и на рис. 1.

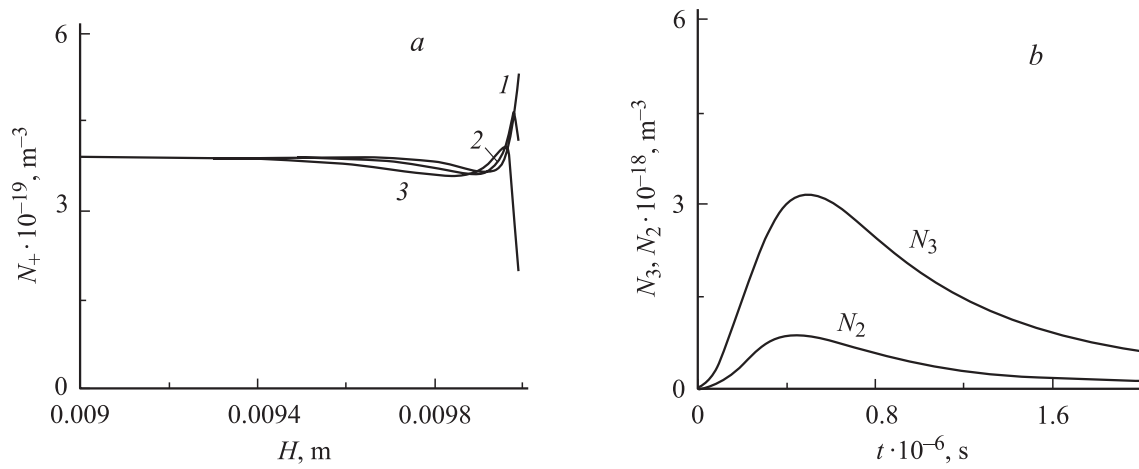


Рис. 5. То же, что и на рис. 4. $p = 1 \text{ atm}$.

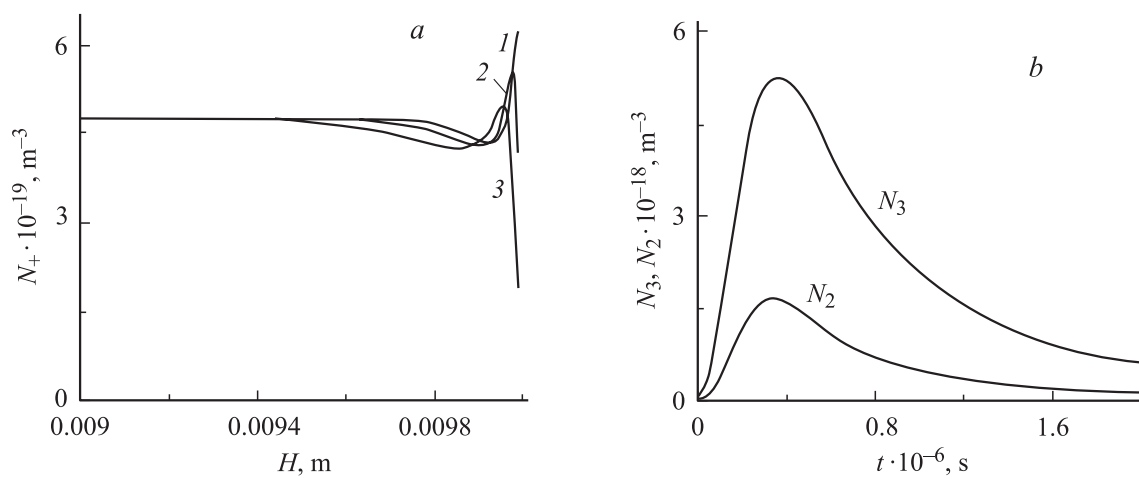


Рис. 6. То же, что и на рис. 5. $p = 1.5 \text{ atm}$.

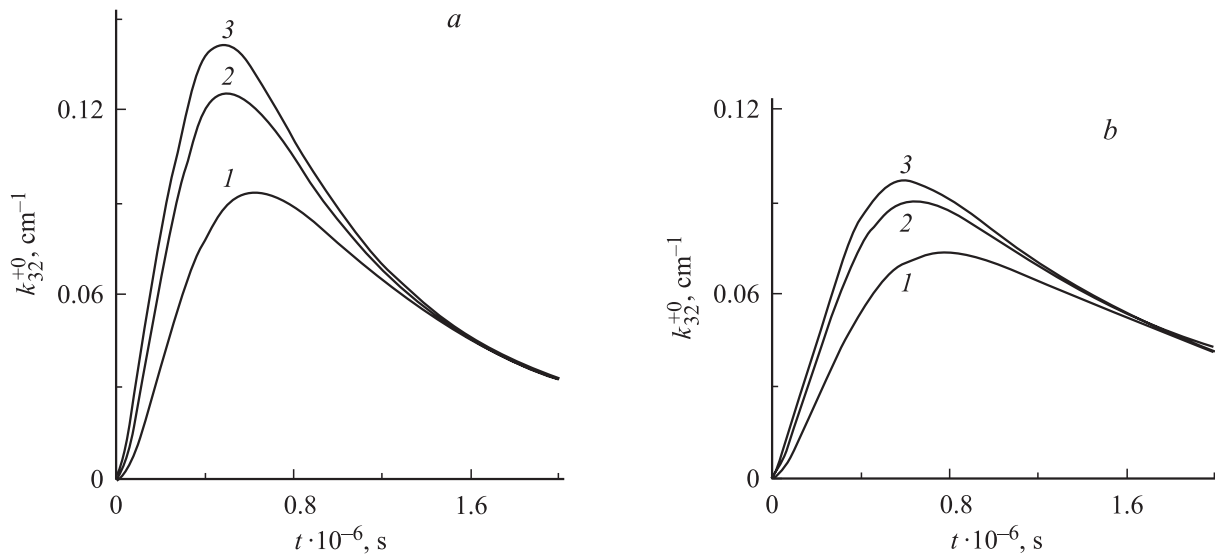


Рис. 7. Зависимость коэффициента усиления k_{32}^{+0} от времени: 1 — $p = 1$, 2 — 1.5, 3 — 2 atm. *a* — уширение по Доплеру, *b* — по Хольтсмарку. $T = 0.5$ eV, $T_i = 300$ K, $R = 0.5$ m, $H = 0.01$ m. Двухуровневая нестационарная модель поуровневой релаксации.

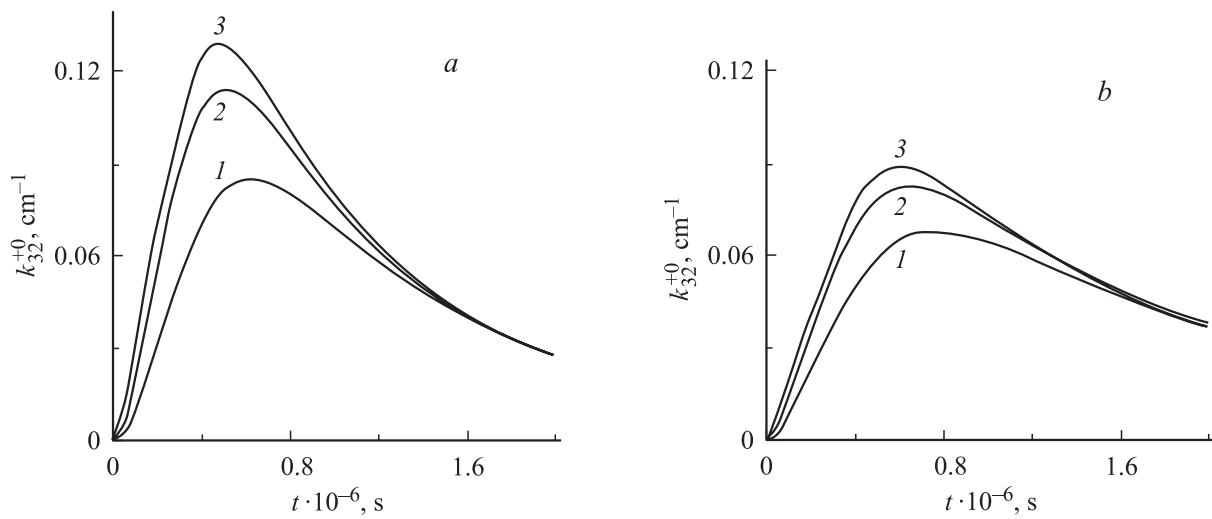


Рис. 8. То же, что и на рис. 7. Многоуровневая нестационарная модель поуровневой релаксации.

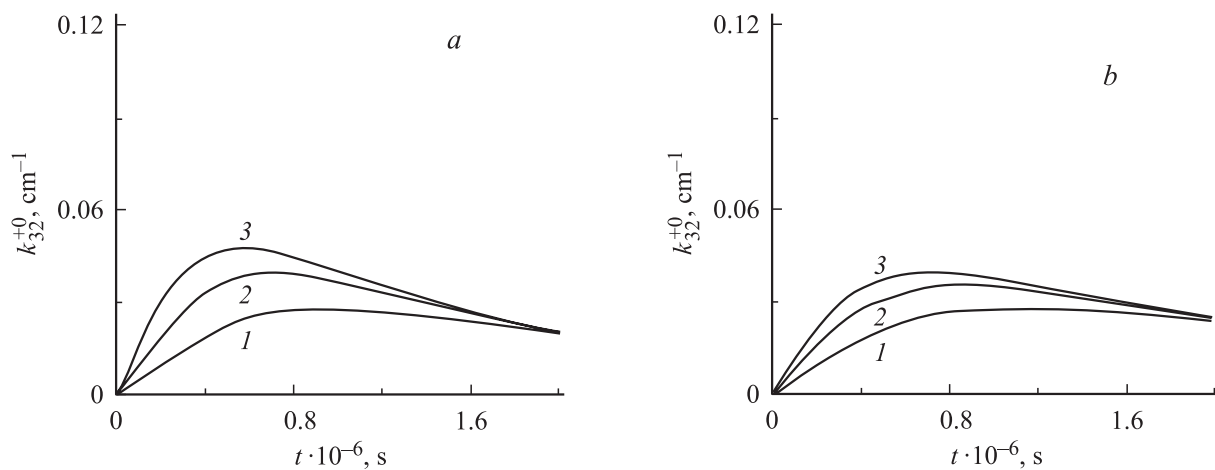


Рис. 9. То же, что и на рис. 7. Многоуровневая нестационарная модель поуровневой релаксации (без учета механизма конвекции).

ции электронов в атомарном водороде, и распределения заселенностей рабочих уровней 3–2 непосредственно на границе плазма–теплоемкое проводящее тело для различных стартовых давлений; на рис. 7–8 — динамика коэффициента усиления k_{ba}^+ на переходе 3–2 на ядрах водорода в зависимости от времени для двух моделей кинетики поуровневой релаксации для механизмов уширений линии излучения Допплера и Хольтсмарка. Для сравнения на рис. 9 приведены расчеты коэффициента усиления излучения на переходе 3–2 без учета механизма конвекции.

Как было отмечено выше, усиление может быть реализовано лишь в узком диапазоне основных макроскопических параметров плазмы: температуры и плотности (давления). Из результатов расчетов следует, что максимум усиления достигается в диапазоне стартовых макропараметров: температура плазмы порядка 0.5 eV, давление порядка 1–3 atm, радиус охлаждающего плазму проводящего тела порядка 0.5–1 м. В указанном диапазоне параметров плазма представляет собой слабоионизованную среду и в основном энергообмен между плазмой и телом определяется нейтральной компонентой атомарного водорода. Плотность потока энергии имеет порядок 10 MW/m². В этих условиях расчет стартового равновесного состава плазмы может быть осуществлен по формуле Саха.

Из результатов исследования можно сделать следующие основные выводы.

Процесс усиления излучения имеет импульсный характер. К срыву усиления приводит интенсификация механизма рекомбинационного распада плазмы с течением времени. При этом характерная длина рекомбинации становится меньше толщины пограничного слоя. Характерное время процесса порядка 1 μs. Коэффициент усиления излучения достигает наибольших значений на переходе 3–2 и на ядрах водорода имеет порядок 0.1 [1/cm].

Учет механизма конвекции приводит к увеличению коэффициента усиления приблизительно в два раза. Механизм конвекции определяет перенос к телу ионов атомарного водорода и практически не влияет на тепловое состояние плазмы в пограничном слое. Для исследуемой задачи может быть использовано уравнение энергии в форме уравнения нестационарной теплопроводности.

На характерных временных масштабах задачи порядка 1 μs охлаждающее плазму тело в силу относительной малости передаваемой ему из плазмы энергии (порядка 10 MW/m²) практически не нагревается. Таким образом, задачи о тепловом состоянии плазмы и тела оказываются несвязанными.

Результаты расчета коэффициента усиления излучения для двух моделей поуровневой релаксации (двухуровневой и многоуровневой) оказались близкими с некоторым превышением для двухуровневой модели, что, естественно, соответствует физическому содержанию моделей.

Список литературы

- [1] Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978.
- [2] Боровский А.В. и др. Плазма многозарядных ионов. М.: Наука, 1995.
- [3] Курьшев А.П., Сахин В.В. // Современные проблемы неравновесной газо- и термодинамики. Сб. статей / Под ред. В.Н. Ускова. СПб.: БГТУ, 2002.
- [4] Курьшев А.П., Сахин В.В. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 11. С. 106–109.
- [5] Оцуки Е.-Х. Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами. М.: Мир, 1985.