

01;04;07;11

Влияние фактора неидеальности на процесс образования приповерхностной пикосекундной лазерной плазмы

© М.А. Яковлев

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

Поступило в Редакцию 2 марта 1999 г.

Численным методом показано, что влияние фактора неидеальности приводит к увеличению времени пробоя плотного приповерхностного газа пикосекундным лазерным импульсом.

В связи с развитием сверхбыстрых лазерных технологий, сопровождающихся экстремально быстрым вводом энергии в вещество (пико- и субпикосекундный масштаб времени), все большее внимание привлекает проблема взаимодействия ультракоротких мощных лазерных импульсов с различными видами конденсированного вещества.

При облучении вещества пикосекундными и более короткими импульсами ($\tau_p \ll 10^{-11}$ s) взаимодействие носит ярко выраженный неравновесный характер. В частности, при облучении металлической мишени мощными пикосекундными импульсами, поскольку в этом случае характерные значения времени электрон-решеточной релаксации $\tau_{ep} \sim 10^{-10}$ s, а электрон-электронной релаксации $\tau_{ee} \sim 10^{-15}$ s, то за время импульса решетка практически не нагревается, в то же время электронная температура отслеживает временное изменение импульса облучения [1].

Численное моделирование сверхбыстрого процесса ионизации приповерхностного плотного газа (время пробоя $\tau_l \ll \tau_{ep}$) было выполнено в работе [2]. Было показано, что определяющую роль в процессе пробоя плотного приповерхностного газа играют электроны пограничного электронного слоя [3], а также были определены пороговые значения давления приповерхностного газа p_a и интенсивности лазерного излучения I_{em} , при которых происходит сверхбыстрая ионизация газа (образование

пикосекундной лазерной плазмы) в случае аргона $p_a \sim 100$ ат, и $I_{em} \sim 10^{16}$ Вт/м².

Надо отметить, что пикосекундная лазерная плазма (ПЛП) обладает характерными свойствами низкотемпературной слабоионизованной плазмы, в частности при указанных выше давлениях начинают проявляться свойства неидеальности плотной холодной плазмы [4], что приводит к понижению потенциала ионизации атомов вследствие взаимодействия заряженных частиц через плотный нейтральный газ благодаря поляризационному [5] и обменному [6] механизмам, что не учитывалось при проведении расчетов в [2].

Отметим также, что в последнее время обменный механизм притяжения одноименно заряженных частиц, включающий акустическое поле, активно обсуждается в связи с проблемой образования упорядоченных структур в неидеальной пылевой плазме [7,8].

В представленной работе проведено численное исследование влияния эффекта понижения потенциала ионизации $I \rightarrow I - \Delta I$ в плотной приповерхностной слабоионизованной плазме на процесс образования ПЛП. Согласно [5,6], понижение потенциала ионизации ΔI за счет поляризационного и обменного механизмов

$$\Delta I = U_e + U_i + U_{ii}, \quad (1)$$

где

$$\Delta I = \left(\frac{\hbar^2 \sqrt{\pi} \sigma_e}{m} + \frac{e^2 \alpha_a}{\varepsilon_0 d_0} + \frac{8 n_i \sigma_{ia}^2(q^+)}{9 m_i v_T^2} \right) n_a; \quad (2)$$

здесь σ_e — сечение упругого рассеяния медленных электронов на атоме газа, m и m_i — соответственно эффективные массы электрона и иона, n_i и n_a — концентрации ионов и нейтрального газа, α_a и d_0 — поляризуемость и эффективный диаметр атома, $\sigma_{ia}(q^+)$ — фурье-образ взаимодействия "ион-атом", $q^+ \approx m_i v_T / \hbar$, v_T — тепловая скорость атомов.

Таким образом, при больших давлениях понижение потенциала ионизации можно считать линейно зависящим от концентрации нейтрального газа.

Для рассмотренных выше условий в случае аргона ($T_a \sim 300$ К, $n_a \sim 10^{27}$ м⁻³) влияние на понижение потенциала ионизации указанных физических механизмов сопоставимо ($U_e, U_i \sim U_{ii}$), причем роль обменного механизма начинает возрастать с уменьшением температуры нейтрального газа и увеличением степени ионизации.

Необходимо также отметить, что в условиях пикосекундной лазерной плазмы существуют дополнительные ограничения для определяющих физических факторов, т.е. для того, чтобы поляризационный и обменный механизмы могли влиять на электрофизические свойства ПЛП, их характерные времена τ_{pol} , τ_{ch} не должны превосходить длительность импульса $\tau_p \sim 10^{-12}$ s.

Поскольку поляризационное взаимодействие имеет электромагнитную природу, то оно проявляется практически при любых условиях ($\tau_{pol} \sim (n_a \times n_e)^{-1/3} \times s^{-1} \sim 10^{-15}$ s). В то же время обменный механизм может проявить себя лишь при достаточно больших концентрациях нейтрального газа: $\tau_{ch} \sim v_\phi^{-1} n_a^{-1/3} < \tau_p$. Таким образом, в случае аргона при температуре $T_a \sim 300$ К, учитывая, что в плотном газе фазовая скорость звука $v_\phi \gg v_T$ [6], находим, что обменный механизм понижения потенциала ионизации в случае аргона может осуществляться лишь при концентрации нейтрального газа $n_a \geq 10^{27}$ m⁻³, т.е. при давлениях около сотни атмосфер и выше.

Оценка выражения (2) показывает, что понижение потенциала ионизации в аргоне для указанных выше условий достигает значений $\sim 0.15I$, т.е. действительно эффект понижения потенциала ионизации может оказывать заметное влияние на процесс образования ПЛП.

Для описания кинетики ионизации газа решалась система уравнений, объединяющая уравнения теплопроводности для электронной температуры, уравнения непрерывности электронной и ионной компоненты и уравнения Максвелла для электрического поля ЭМ волны и поля нескомпенсированного пространственного заряда, аналогично [2].

В отличие от [2] в представленной работе учитывается эффект понижения потенциала ионизации (2), что приводит к изменению вида уравнения теплопроводности в газе ($z > 0$):

$$\frac{3}{2}k \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{1}{n_e} \frac{\partial}{\partial z} \left[\chi_e \frac{\partial T_e}{\partial z} \right] - \frac{3m}{M} k(T_e - T_a) \nu_e - \left(I - \Delta I + \frac{3}{2} k T_e \right) \nu_I + \frac{e^2 |E|^2 \nu_e}{2m(\omega^2 + \nu_e^2)}, \quad (3)$$

где M — масса атома газа; I — потенциал ионизации; ν_e — частота электронных столкновений в газе, равная сумме частот электрон-ионных и электрон-атомных столкновений; ν_I — частота ионизации, рассчитанная по классической формуле Томпсона [9]. Частота электрон-атомных

столкновений рассчитывалась с использованием известной зависимости от температуры транспортного сечения рассеяния электронов на атомах инертных газов [10]. Для расчетов были выбраны следующие численные параметры задачи: длина волны излучения $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$; интенсивность излучения $I_{em} \sim (3 \cdot 10^{15} - 3 \cdot 10^{16}) \text{ W/m}^2$; коэффициенты преломления металла на данной длине волны $\kappa_r = 1.5$, $\kappa_i = 10.1$ (соответствует концентрации электронов проводимости в металле $n_m = 4 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$); концентрация газа $n_a = (10^{27} - 10^{28}) \text{ m}^{-3}$ (давление $p = 40 - 400 \text{ at}$); потенциал ионизации $I = 15.8 \text{ eV}$ (соответствует аргону); начальная температура T_{A0} варьировалась от 300 до 3000 К, что не повлияло заметным образом на полученные результаты; размер расчетной области $l_m = 10\kappa_i^{-1}k_0^{-1}$, $l_a = 2\lambda$.

Основной особенностью полученных результатов является следующий факт: понижение потенциала ионизации приводит к более плавному характеру процесса ионизации.

Как показали расчеты во временном интервале от 0.1 до 3 ps, газ, обладающий более высоким потенциалом ионизации (далее такому газу соответствует обозначение "wo"), при всех прочих равных условиях тем не менее ионизируется быстрее, чем газ с пониженным потенциалом ионизации (далее обозначается символом "with") (рис. 1).

Здесь кривая, обозначенная у2_10, соответствует амплитуде электромагнитной волны $E = 2 \cdot 10^9 \text{ V/m}$ и концентрации нейтрального газа $n_a = 10 \cdot 10^{27} \text{ m}^{-3}$, соответственно у2_20 — $E = 2 \cdot 10^9 \text{ V/m}$ и $n_a = 20 \cdot 10^{27} \text{ m}^{-3}$.

Для объяснения причины этого явления надо сравнить эффективные скорости развития процесса ионизации (скорости пробоя) газа без учета k_{wo} и с учетом понижения потенциала ионизации k_{with} . Следуя [12], можно оценить отношение k_{with} и k_{wo} в рассматриваемых условиях:

$$\frac{k_{wo}}{k_{with}} \approx \frac{(I - \Delta I)}{I} \frac{\nu_{wo}}{\nu_{with}}, \quad (4)$$

где ν_{wo} , ν_{with} и $\sigma_I(T)$, $\sigma_{I-\Delta I}(T)$ — соответственно частоты и сечения столкновений электрона с нейтральными атомами без учета и с учетом эффекта понижения потенциала ионизации:

$$\nu_{wo} = n_a v_{T_{wo}} \sigma_I(T), \quad \nu_{with} = n_a v_{T_{with}} \sigma_{I-\Delta I}(T). \quad (5)$$

С учетом (5) выражение (4) можно записать в виде

$$\frac{k_{wo}}{k_{with}} \approx \frac{(I - \Delta I)}{I} \frac{v_{T_{wo}} \sigma_I(T)}{v_{T_{with}} \sigma_{I-\Delta I}(T)}. \quad (6)$$

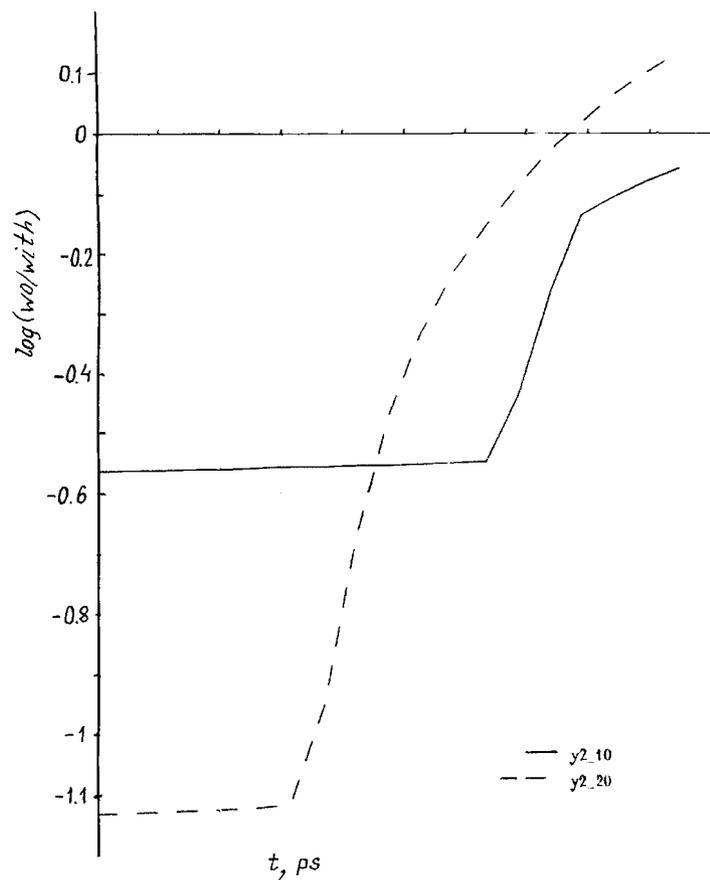


Рис. 1. Отношение концентраций ионов в логарифмическом масштабе в зависимости от времени.

Поскольку понижение потенциала ионизации на начальном этапе приводит к более интенсивному процессу ионизации и соответственно к большим потерям тепловой энергии электронов ($v_{T_{with}} < v_{T_{wo}}$). Кроме того, дополнительным фактором, повышающим отношение (6), является тот факт, что, согласно [10], в рассматриваемом интервале энергии

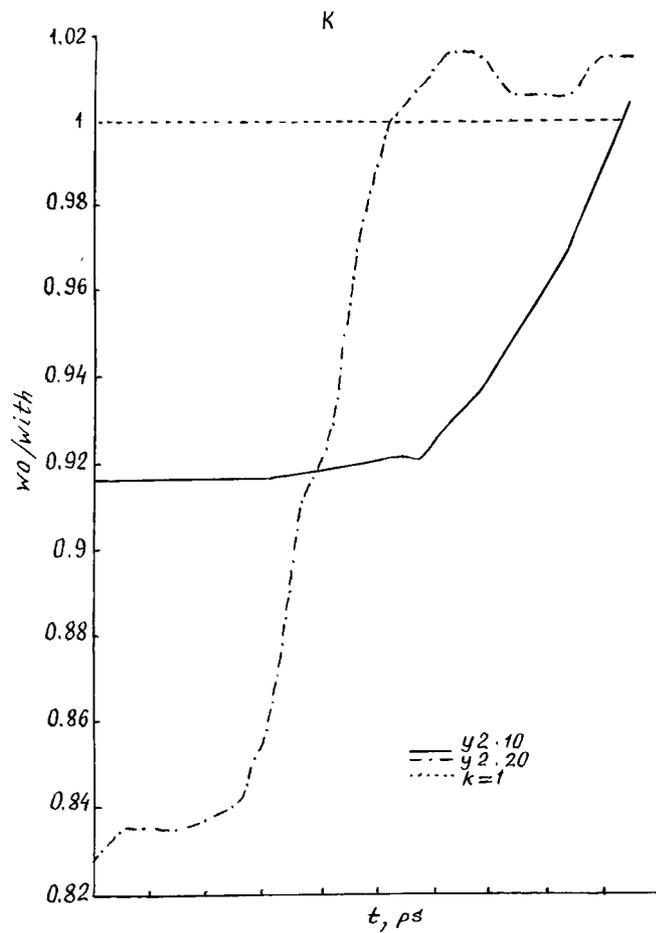


Рис. 2. Относительная скорость пробоя плотного приповерхностного газа с учетом поправки на неидеальность.

электронов $\sim (1-10)$ eV сечение столкновений электронов с атомами возрастает с температурой, т.е. $\sigma_{I-\Delta I} < \sigma_I$, поэтому отношение (6) может превысить единицу, что и объясняет парадокс относительного увеличения времени пробоя газа с пониженным потенциалом ионизации (рис. 2, где $k \equiv \frac{k_{wo}}{k_{with}}$).

Список литературы

- [1] Анисимов С.И., Бонч-Бруевич А.М., Ельяшевич М.А. и др. // ЖТФ. 1966. Т. 36. С. 1273–1280.
- [2] Ивлев А.В., Яковлев М.А., Борденюк А.Н. // ЖТФ. 1998. В. 8. С. 42–53.
- [3] Ивлев А.В., Павлов К.Б., Яковлев М.А. // ЖТФ. 1994. Т. 64. В. 9. С. 50–59.
- [4] Форттов В.Е., Якубов И.Т. Неидеальная плазма. М.: Энергоатомиздат, 1994. 368 с.
- [5] Веденов А.А., Алексеев В.А. // УФН. 1970. Т. 102. С. 665–667.
- [6] Власов А.А., Яковлев М.А. // ТМФ. 1978. Т. 34. В. 2. С. 198–207.
- [7] Nambu M., Akama H. // Phys. Fluids. 1985. V. 28. P. 2300.
- [8] Nambu M., Vladimirov S., Shilka P. // Phys. Lett. A. 1995. V. 203. N 1. P. 40-42.
- [9] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [10] Kieffer L.J. // Atom. Data. 1971. V. 2. N 4. P. 293–330.
- [11] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.
- [12] Коротеев Н.И., Шумай И.Л. Физика мощного лазерного излучения. М.: Наука, 1991. 312 с.