

01;02;04;07;10;12

Потенциальные возможности лазерной плазмы как источника отрицательных ионов

© С.В. Латышев

Институт теоретической и экспериментальной физики,
117259 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 20 февраля 1996 г.)

Теоретически проанализированы потенциальные возможности плазмы, нагреваемой лазерным излучением, как источника отрицательных ионов. Показано, что при оптимально подобранных параметрах лазерного излучения эффективность образования отрицательных ионов в лазерной плазме на стадии нагрева достигает $10^{15} - 10^{16}$ ионов/Дж.

В последнее время появился определенный интерес к изучению плазмы, производимой сфокусированным излучением лазера на поверхности твердого тела, как источника отрицательных ионов. Интерес этот связан в основном с необходимостью создания интенсивного источника отрицательных ионов для ускорительной техники [1]. В настоящее время исследования идут в двух направлениях. В одном из них проводятся исследования продуктов разлета лазерной плазмы на больших расстояниях от мишени (порядка нескольких метров) с помощью времяпролетной масс-спектрометрической методики [2,3]. В этих работах показано, что существенный выход отрицательных ионов (на уровне нескольких процентов по сравнению с положительными однозарядными ионами) появляется при нагреве плазмы весьма интенсивным лазерным излучением. Так, в случае использования CO_2 лазера ($\lambda = 10.6$ мкм) максимальный выход отрицательных ионов наблюдался при плотностях потока $q \sim 3 - 5 \cdot 10^9$ Вт/см², а в случае использования неодимового лазера ($\lambda = 1.06$ мкм) соответствующие плотности потока существенно превышали 10^{10} Вт/см². При таких плотностях потока температура лазерной плазмы на стадии нагрева составляет $10 - 30$ эВ, что существенно превышает температуру, при которой эффективно образуются отрицательные ионы ($T \sim 1$ эВ). Авторы этих работ считают, что образование отрицательных ионов в лазерной плазме происходит в основном на стадии разлета плазмы, когда ее температура падает до соответствующих значений.

В других работах отрицательные ионы извлекались из лазерной плазмы прямо на стадии нагрева или сразу после прекращения действия греющего излучения с помощью сильного электростатического поля [4-6]. В этих работах использовались неодимовые лазеры, максимальный выход отрицательных ионов наблюдался при плотностях потока $q \sim 6 \cdot 10^7 - 6 \cdot 10^8$ Вт/см².

С точки зрения создания лазерного источника отрицательных ионов второй путь предпочтительнее, так как не требует больших плотностей потока лазерного излучения и позволяет при ныне существующей лазерной технике надеяться на создание непрерывного источника отрицательных ионов.

Настоящая работа посвящена теоретическому анализу второй группы экспериментов. В основе данного анализа лежит предположение, что в лазерной плазме на стадии нагрева при плотностях потока греющего излучения $10^7 - 10^9$ Вт/см² достигается термодинамическое ионизационное равновесие. Действительно, при характерных плотностях лазерной плазмы $n_e \sim 10^{19} - 10^{21}$ см⁻³, температуре $T \sim 1$ эВ и времени существования плазмы порядка времени гидродинамического разлета $\tau \cong d/V \sim 10$ нс (диаметр пятна фокусировки $d \sim 10$ мкм, скорость звука $V \sim 10^5$ см/с) выполняются следующие критерии: критерий классичности

$$\varepsilon_f = \frac{2\pi^2 \hbar^2}{m_e} \left(\frac{3n_e}{8\pi} \right)^{2/3} \ll \frac{3}{2} T,$$

критерий идеальности

$$\frac{e^2}{\langle r_{ee} \rangle} = e^2 n_e^{1/3} \ll \frac{3}{2} T,$$

критерий достижимости равновесия

$$\tau_{eq} = \frac{1}{\sigma_{ea} n_e v_e} \ll \tau,$$

где сечение взаимодействия электрона с атомом $\sigma_{ea} \sim 10^{-16}$ см², тепловая скорость электрона $v_e \sim 10^7$ см/с, ε_f — энергия Ферми, $\langle r_{ee} \rangle$ — среднее расстояние между электронами.

Более сложным является влияние на ионный состав процесса фоторазрушения отрицательных ионов под действием лазерного излучения. В пренебрежении многофотонными процессами фоторазрушение отрицательных ионов отсутствует, если $\hbar\omega < U_-$, где $\hbar\omega$ и U_- — энергия фотона и энергия связи электрона в отрицательном ионе. Это, как правило, выполняется для излучения CO_2 лазера ($\hbar\omega \approx 0.1$ эВ) и далеко не всегда для излучения неодимового лазера ($\hbar\omega \approx 1$ эВ). Соответствующие оценки сечения фоторазрушения $\sigma_{ph} \sim 10^{-17}$ см² [7] показывают, что при плотности потока излучения $q \sim 10^8$ Вт/см² время процесса фоторазрушения $\tau_{ph} = \hbar\omega / q\sigma_{ph}$ для излучения неодимового лазера составляет 10^{-10} с. Это время сопоставимо с

временем установления ионизационного равновесия τ_{eq} , поэтому коротковолновое лазерное излучение может существенно подавить отрицательные ионы в плазме за счет процесса фоторазрушения.

При выполнении указанных выше критериев ионизационное равновесие в плазме описывается системой уравнений Саха. В ситуациях, когда в плазме эффективно образуются отрицательные ионы, существованием положительно заряженных ионов с кратностью ионизации более +1 можно пренебречь. Пренебрегая также существованием молекулярных образований, что справедливо лишь для ограниченного круга веществ, получаем систему уравнений Саха в следующем виде:

$$\begin{aligned} C_e C_+ / C_0 &= a, & a &= (T/E)^{3/2} \exp(-U_0/T), \\ C_e C_0 / C_- &= A, & A &= (T/E)^{3/2} \exp(-U_-/T), \\ C_e &= C_+ - C_-, & C_0 + C_+ + C_- &= 1, \end{aligned} \quad (1)$$

где $C_e = n_e/N$, $C_+ = n_+/N$, $C_- = n_-/N$, $C_0 = n_0/N$ — относительные концентрации электронов, положительных ионов, отрицательных ионов и нейтральных атомов; N — полная концентрация атомарных частиц; U_0 , U_- — потенциал ионизации нейтрального атома и энергия связи электрона в отрицательном ионе.

Величина $E = 2^{1/3} \pi \hbar^2 N^{2/3} / m_e$ имеет размерность энергии и весьма напоминает энергию Ферми для электронного газа, отличаясь тем, что вместо концентрации электронов стоит суммарная концентрация атомарных частиц и незначительным отличием числового множителя (в энергии Ферми числовой множитель составляет $3^{2/3} \pi^{4/3} / 2 \cong 4.78$, тогда как в величине E — $2^{1/3} \pi \cong 3.96$). Ниже приводятся значения E для нескольких концентраций атомарных частиц.

$N, \text{см}^{-3}$	$E, \text{эВ}$
10^{19}	0.014
10^{20}	0.065
10^{21}	0.30
10^{22}	1.4

В работе [6] приведенная выше система уравнений Саха исследовалась численно для ряда простых веществ в диапазоне температур $T \sim 0.3-4.5$ эВ и концентраций атомарных частиц $N = 10^{19}-10^{22} \text{см}^{-3}$. Анализ полученных результатов показал следующие закономерности: доля отрицательных ионов растет с увеличением плотности плазмы и достигает 10% при плотности плазмы $N = 10^{22} \text{см}^{-3}$ и соответствующей оптимальной температуре; с увеличением плотности плазмы увеличивается оптимальная температура, при которой достигается максимальная доля отрицательных ионов, типичные значения оптимальных температур составляют $T \sim 1-4$ эВ.

В настоящей работе будут проведены аналитические исследования приведенной выше системы уравнений Саха и предложены простые аналитические оценки оптимальных параметров лазерной плазмы как источника отрицательных ионов.

Разрешая первое, второе и четвертое уравнения системы (1) относительно электронной концентрации C_e , получаем следующие выражения для концентраций:

$$\begin{aligned} C_0 &= 1 / (1 + a/C_e + C_e/A), \\ C_+ &= 1 / (1 + C_e/a + C_e^2/(aA)), \\ C_- &= 1 / (1 + A/C_e + aA/C_e^2). \end{aligned} \quad (2)$$

Подставляя выражения для концентраций (2) в третье уравнение системы (1), получаем кубическое уравнение для нахождения C_e

$$C_e^3 + (A+1)C_e^2 + aAC_e = aA. \quad (3)$$

Решение уравнения (3) по формулам Кардана не представляется удобным с точки зрения практических расчетов. В связи с этим были предприняты поиски приближенного решения, которое, с одной стороны, было бы достаточно простым, а с другой — достаточно точным.

В результате проведенных исследований было найдено, что решение квадратного уравнения, которое получается из уравнения (3) отбрасыванием кубического члена, отличается от точного не более чем на 10%, являясь при этом достаточно простым,

$$C_e = 2 / \left[1 + (1 + 4/b)^{1/2} \right], \quad b = aA / (1 + A). \quad (4)$$

Весьма высокая точность решения (4) объясняется тем, что кубический член всегда меньше, а реально много меньше квадратичного, поскольку $C_e \leq 1$, а $A \rightarrow \infty$ при $C_e \rightarrow 1$. На рис. 1 приведено сравнение точного решения системы (1) из работы [6] и приближенного по формулам (2), (4) на примере отрицательных ионов брома Br^- .

Для многих прикладных задач знание полных решений уравнений Саха, точных или приближенных, в действительности не является необходимым. Очень часто вполне достаточно знать оптимальные параметры плазмы: температуру, при которой ионы интересующей зарядности присутствуют в плазме в наибольшем количестве, и соответствующее значение их концентрации.

Уравнение, определяющее оптимальную температуру плазмы T^* , при которой доля отрицательных ионов в плазме максимальна (C_-^*), получается следующим образом. Продифференцируем все уравнения системы (1) по температуре и подставим в полученные соотношения $T = T^*$. Тогда с учетом условия максимума для концентрации отрицательных ионов $C_-^* = 0$ получим систему 4 линейных уравнений для 3 производных $C_e^{*'}; C_+^{*'}; C_0^{*'}$. Условие разрешимости этой системы и задает в неявном виде оптимальную температуру плазмы T^*

$$\begin{aligned} C_+^* (C_0^* - C_e^*) / (C_e^* C_0^* + C_e^* C_+^* + C_+^* C_0^*) &= \gamma, \\ \gamma &= (1.5T^* + U_-) / (1.5T^* + U_0). \end{aligned} \quad (5)$$

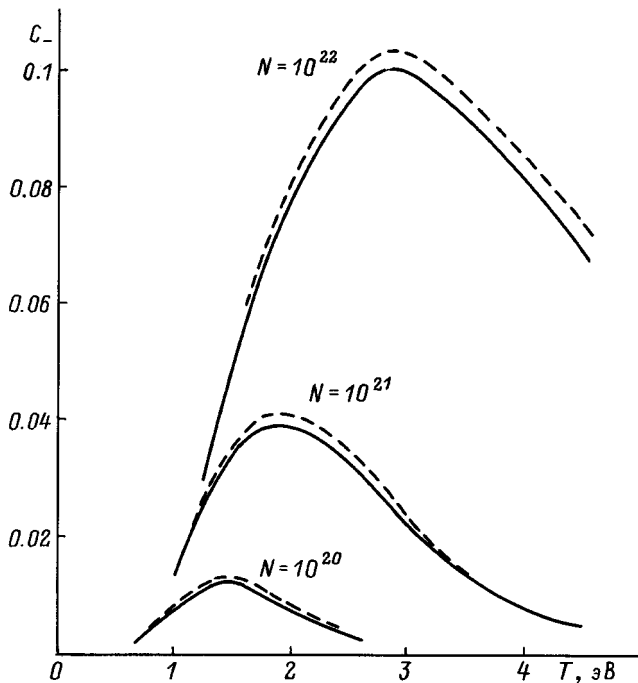


Рис. 1. Зависимость относительной концентрации ионов Br^- от температуры при различных плотностях плазмы (сплошные кривые — точный расчет, штриховые — приближенный).

Отметим, что коэффициент γ слабо зависит от температуры и находится в пределах от U_-/U_0 (при $T^* = 0$) до 1 ($T^* = \infty$). Реально $\gamma \approx 0.2-0.3$, так как оптимальная температура всегда $T^* \ll U_0$, а отношение $U_-/U_0 \approx 0.1-0.2$.

Для того чтобы из уравнения (5) определить оптимальную температуру, формально необходимо точные решения системы (1) подставить в уравнение (5), но такой путь нереален, так как даже при подстановке приближенных решений системы (1) в виде (2),(4) получается чрезвычайно громоздкое уравнение. Поэтому была предпринята попытка использовать в качестве концентраций решения уравнений Саха, в которых учитываются только два состояния частиц: нейтральное и положительно заряженные ионы,

$$C_e C_+ / C_0 = a, \quad C_e = C_+, \quad C_+ + C_0 = 1. \quad (6)$$

Совместное решение этой системы и уравнения (5) приводит к следующим выражениям для оптимальной температуры и концентраций:

$$\begin{aligned} a^* &= (1 - 2\gamma)^2 / (2 + \gamma - \gamma^2), \\ C_+^* &= (1 - 2\gamma) / (2 - \gamma), \\ C_0^* &= (1 + \gamma) / (2 - \gamma). \end{aligned} \quad (7)$$

Как уже отмечалось выше, параметр γ слабо зависит от температуры и, как правило, принимает значения $\gamma \approx 0.2-0.3$. В этом случае концентрации положительно заряженных ионов и нейтральных атомов, при

которых доля отрицательных ионов максимальна, равны

$$C_+^* \approx C_e^* \approx 0.2-0.3; \quad C_0^* \approx 0.7-0.8. \quad (8)$$

Из 76 вариантов точных расчетов, представленных в работе [6], около 70% попадают в интервалы значений (8), а остальные лежат вблизи указанных интервалов. Что касается уравнения для определения оптимальной температуры, то оно приобретает вид $a^* \sim 0.05-0.15$. Сравнение с точными расчетами показывает, что наилучшим образом с точными расчетами согласуется уравнение в виде

$$a^* = (T^*/E)^{3/2} \exp(-U_0/T^*) = 0.1. \quad (9)$$

На рис. 2 приведено сравнение точных значений оптимальных температур для ряда веществ из работы [6] с приближенным уравнением (9). Сравнение показывает, что расхождение не превышает 10%. Примерно такой же точностью обладает простая аппроксимационная формула

$$T^* \approx U_0 / [\ln(U_0/E) + 1.5]. \quad (10)$$

Удовлетворительное согласие с точными расчетами оптимальной температуры T^* , а также соответствующих значений концентраций положительно заряженных ионов C_+^* и нейтральных атомов C_0^* позволяет дать достаточно простую формулу для расчета максимальной концентрации отрицательных ионов. Для этого в выражение для C_- , которое получается из первого и

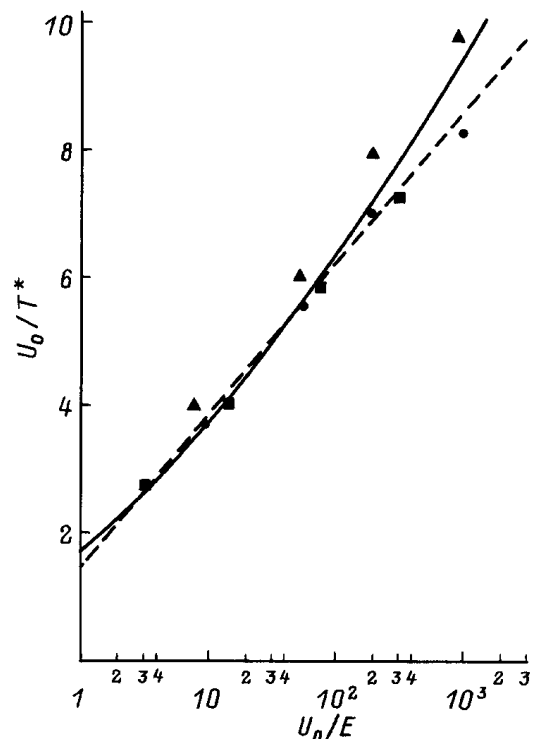


Рис. 2. График для определения T^* : сплошная кривая — аналитическая зависимость, штриховая — аппроксимационная формула; расчет: ● — H^- , ■ — K^- , ▲ — Br^- .

второго уравнения системы (1), подставим соответствующие значения концентраций (8) и аппроксимационное выражение для оптимальной температуры (10), тогда

$$C_-^* = \frac{C_o^{*2}}{C_+^*} \exp\left(-\frac{U_0 - U_-}{T^*}\right) \cong \left(\frac{E}{3U_0}\right)^{(1-U_-/U_0)}. \quad (11)$$

Точность формулы (11) составляет порядка 1.5, что достаточно для проектировочных расчетов источников ионов.

Следствием уравнения для оптимальной температуры (9) и аппроксимационных формул (10), (11) является то, что оптимальная температура и концентрация отрицательных ионов зависят в основном от параметра U_0/E , куда входят концентрация плазмы N и потенциал ионизации нейтрального атома U_0 , и слабо зависят от энергии связи электрона в отрицательном ионе U_- . Формулы (9)–(11) подтверждают также отмечавшиеся в работе [6] зависимости: рост оптимальной температуры и доли отрицательных ионов с ростом концентрации плазмы.

Энергетическая эффективность генерации отрицательных ионов равна

$$Ef = C_-^*/W_p \cong 10^{18} C_-^* [\text{ионов/Дж}], \quad (12)$$

где $W_p = 3/2T^*(C_0^* + C_+^* + C_-^* + C_e^*) + U_0C_+^* - U_-C_-^*$ — энергия плазмы.

Учитывая, что для лазерной плазмы $C_-^* \sim 10^{-2} - 10^{-1}$, получаем предельную оценку энергетической эффективности генерации отрицательных ионов в лазерной плазме $Ef \sim 10^{16} - 10^{17}$ ионов/Дж. Квазидвумерные гидродинамические расчеты, выполненные в работе [6], дали более скромную оценку $Ef \sim 10^{15} - 10^{16}$ ионов/Дж. Это связано с тем, что в лазерной плазме профили плотности и температуры меняются противоположным образом, вследствие чего оптимальные условия генерации отрицательных ионов реализуются лишь в небольшой области.

Таким образом, результаты данной работы показывают, что лазерная плазма является высокоэффективным источником отрицательных ионов. Так, при использовании непрерывного лазера с мощностью 100 Вт вполне реально создание непрерывного источника отрицательных ионов с током 10–100 мА, при этом оптимальное пятно фокусировки лазерного излучения должно быть порядка 10 мкм. В качестве лазера предпочтительно использование коротковолнового лазера, но при этом необходимо выполнение условия $U_- > \hbar\omega$. Наибольшую трудность при разработке лазерного источника отрицательных ионов вызовет система экстракции ионов из горячей плазмы. В этом может быть полезен имеющийся к настоящему времени опыт создания импульсных лазерных источников отрицательных ионов [3–5], а также высокозарядных положительных ионов (см., например, [8]).

Работа поддержана INTAS (контракт № 94-1713).

Список литературы

- [1] *Koshkarev D.G.* // Nuovo Cimento. 1993. Vol. 106A 11. P. 1567.
- [2] *Быковский Ю.А., Романюк В.И., Сильнов С.М.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 10. С. 927–931.
- [3] *Быковский Ю.А., Романюк В.И., Сильнов С.М.* // XIII Международный конф. по когерентной и нелинейной оптике. 1988. Ч. 1. С. 365.
- [4] *Korschinek G., Henkelmann T.* // Nucl. Instr. Meth. 1991. Vol. A.302. P. 376.
- [5] *Henkelmann T., Sellmair J., Korschinek G.* // Nucl. Instr. Meth. 1991. Vol. B56/57. P. 1152.
- [6] *Латышев С.В., Кorschinek G., Henkelmann T.* Препринт ИТЭФ. 1992. № 26. 30 с.
- [7] *Смирнов Б.М.* Отрицательные ионы. М.: Атомиздат, 1973.
- [8] *Bykovskii YA., Latyshev S.V., Sharkov B.Y.* // Laser and Particle Beams. 1984. Vol. 2. P. 49.