

УДК 533.9

ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЕ НА ПОВЕРХНОСТИ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЩНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2024 г. С. Ф. Гаранин*, Е. М. Кравец**, Г. Г. Иванова

Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
Саров, Нижегородская обл., Россия

*e-mail: SFGaranin@vniiief.ru

**e-mail: EMKravets@vniiief.ru

Поступила в редакцию 13.08.2024 г.

После доработки 25.10.2024 г.

Принята к публикации 28.10.2024 г.

В ряде экспериментов поверхности конденсированного вещества, например, электроды электрофизических установок, подвергаются воздействию мощного импульсного рентгеновского излучения с плотностью потока энергии $\sim 1 \text{ ТВт/см}^2$. Источником этого излучения могут быть, например, Z-пинчи, образованные при токовом сжатии многопроволочных лайнераов. Под действием этого излучения на поверхности электродов могут идти процессы испарения и плазмообразования. В работе проведено теоретическое рассмотрение этих процессов. В случае когда толщина слоя плазмы мала по сравнению с характерными размерами электродов, плазмообразование можно описывать одномерными уравнениями магнитной гидродинамики с учетом переноса излучения. Одномерные расчеты, проведенные для условий экспериментов, проведенных на установке Ангара-5-1 (плотность потока энергии, приходящая от пинча, $\sim 0.2 \text{ ТВт/см}^2$, время действия излучения $\sim 15 \text{ нс}$, материал электродов Fe), показали, что характерная температура плазмы составляет в этом случае $\sim 40 \text{ эВ}$, плотность $\sim 3 \text{ мг/см}^3$, а ее скорость разлета $\sim 60 \text{ км/с}$. Интересно, что магнитные поля в этих экспериментах, сами по себе небольшие ($\sim 0.8 \text{ МГс}$) и неспособные привести к плазмообразованию, своим давлением сдерживают разлет плазмы и влияют на ее характерные величины и скорость разлета. Полученная в расчете скорость оказалась несколько меньше измеренной экспериментально с помощью рентгеновского электронно-оптического преобразователя ($\sim 90 \text{ км/с}$), что, возможно, связано с неодномерным турбулентным разлетом плазмы или погрешностями эксперимента.

Ключевые слова: Z-пинч, импульсное рентгеновское излучение, магнитная гидродинамика

DOI: 10.31857/S0367292124120073 EDN: ЕЕТРМН

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия в мире активно исследуется получение мощных импульсов мягкого рентгеновского излучения (МИ) с помощью электрофизических установок. Одним из способов получения такого излучения является сжатие многопроволочного лайнера в конфигурации Z-пинча [1–8]. Рентгеновское излучение пинча, падающее на токонесущие электроды или изоляторы, через которые магнитный поток передается к пинчу, может приводить к их испарению или плазмообразованию. Образующиеся потоки

плазмы могут привести к шунтированию передающей линии и утечкам тока, что необходимо учитывать в работе существующих установок и постановке соответствующих экспериментов на новых установках, таких как Гамма [9].

Вообще говоря, плазмообразование на поверхности металлов возможно и при воздействии сильных магнитных полей на металлические поверхности [10]. Однако теоретические [10] и экспериментальные [11, 12] исследования показали, что при полях с магнитной индукцией менее 2 МГс плазмообразование не происходит, а при полях, немного превышающих 2 МГс, темпера-

тура плазмы на поверхности металла оказывается порядка нескольких электронвольт. В то же время, например, потоки излучения $\sim 1 \text{ ТВт}/\text{см}^2$ соответствуют температуре чернотельного излучения $\sim 50 \text{ эВ}$ и могут приводить к образованию плазмы с температурами такого же порядка и, соответственно, с высокими скоростями звука. Эта плазма может быстро разлетаться от поверхности электродов и перекрывать межэлектродные зазоры. Поэтому главным фактором, определяющим плазмообразование при высоких плотностях МРИ и магнитных полях, не превышающих несколько мегагаусс, следует считать МРИ.

В работе [13] экспериментально исследовалось плазмообразование на поверхности электродов из нержавеющей стали под действием излучения Z-пинча на установке Ангара-5-1. Плотность потока энергии, приходящая от пинча, составляла около $0.2 \text{ ТВт}/\text{см}^2$, время действия излучения примерно 15 нс. При этом во время действия МРИ магнитная индукция на поверхности электрода составляла около 0.8 МГс . Было получено, что плазма с поверхности электродов движется со скоростью $90\text{--}95 \text{ км}/\text{с}$. В работе была сделана оценка массы образующейся плазмы, в предложении, что эту массу можно определить по поглощению в холодном веществе квантов с энергиями $100\text{--}200 \text{ эВ}$, характерными для диапазона рентгеновских квантов, испускаемых Z-пинчом. При конкретном рассмотрении переноса излучения надо учитывать поглощение излучения из образующейся плазмы в этой же плазме, для чего необходимо определить ее характерные параметры и размеры.

В настоящей работе мы теоретически рассмотрим процессы плазмообразования под действием мощного МРИ и определим характерные параметры образующейся плазмы и ее скорости. Основу нашего подхода составляет одномерная магнитная гидродинамика (МГД) с учетом переноса излучения. Предполагается, что заданный поток излучения падает на поверхность вещества, которое вначале было конденсированным. Для сравнения результатов расчетов с экспериментом будем использовать эксперименты [13].

2. МЕТОДИКА РАСЧЕТОВ

Нами предполагалось, что толщина слоя плазмы мала по сравнению с характерными размерами электродов, поэтому плазмо-

образование можно описывать одномерными уравнениями МГД с учетом переноса излучения. Численные расчеты проводились по одномерной лагранжевой методике [14], использовалась плоская одномерная геометрия. Применялась однородная численная схема второго порядка точности. Все величины считались зависящими от координаты x , перпендикулярной поверхности вещества; магнитное поле считалось поперечным, перпендикулярным x и параллельным поверхности вещества. Учитывалось МГД движение, магнитная диффузия и электронная теплопроводность, перенос излучения в приближении “вперед-назад” или приближении Шварцшильда [15], в котором излучение разбивается на две группы квантов, распространяющиеся в стороны положительного и отрицательного направлений оси x . Используемое приближение “вперед-назад” при малых пробегах излучения переходило в уравнение теплопроводности с росселандовым пробегом [15]. Использовалось приближение “серого” вещества, т. е. считалось, что пробег (характерная длина поглощения) излучения зависит только от температуры и плотности вещества.

Наша задача состоит в разработке методики, учитывающей основные необходимые для описания явления плазмообразования процессы и нахождения характеристик плазмы в этом подходе. Мы это делали на примере описания плазмообразования в экспериментах [13]. Не сразу было ясно, как ставить задачу, применительно к [13]. Например, мы полагали вначале, что задача является оптически “толстой” и можно использовать уравнение лучистой теплопроводности, и лишь проведенные расчеты показали, что оптические толщины небольшие, и следует учитывать отличие процессов переноса излучения от лучистой теплопроводности, что можно сделать в рамках приближения “вперед-назад”. Если стремиться к более детальному описанию экспериментов, то, конечно, для конкретных геометрий можно привлекать двумерные и трехмерные расчеты, вводить соответствующее описание распространения излучения с учетом спектров и уточнения моделей уравнений состояния, переходя при малых плотностях к корональному равновесию. Все эти уточнения потребуют усложнения методик и уточнения баз данных, например, спектральных непрозрачностей, что для нашей задачи сейчас не представляется простым и существенно уточняющим результаты.

Однако, используя наши результаты, можно совершенствовать подходы и продвигаться в описании физики изучаемого явления.

Система уравнений для описания плазмообразования в нашем одномерном подходе включает уравнения непрерывности и движения ($v \equiv v_x$)

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{dv}{dx} = 0;$$

$$\rho \frac{dv}{dt} = - \frac{dp}{dx} - \frac{1}{c} jB,$$

уравнения для магнитной индукции $B \equiv B_z$ и электрического поля $E \equiv E_y$, а также теплового баланса плазмы, записанные в лагранжевых переменных в гауссовой системе единиц:

$$\frac{dB}{dt} - \frac{B}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = -c \frac{dE}{dx}; \quad \frac{dB}{dx} = -\frac{4\pi}{c} j; \quad E = \frac{j}{\sigma}; \quad (1)$$

$$\rho \frac{d\epsilon}{dt} - \frac{p}{\rho} \frac{dp}{dt} = - \frac{dQ}{dx} + jE; \quad Q = -\chi \frac{dT}{dx} + S,$$

где ρ – плотность плазмы, ϵ – внутренняя энергия, σ – проводимость, χ – теплопроводность, Q – плотность потока тепла, включающая поток излучения S . К этой системе нужно добавить уравнения для средних “односторонних” интенсивностей излучения I_1 и I_2 , применяемых в приближении “вперед-назад”, которые имеют вид

$$\frac{2}{3} l \frac{dI_1}{dx} = (I_0 - I_1); \quad -\frac{2}{3} l \frac{dI_2}{dx} = (I_0 - I_2),$$

где l – пробег излучения, I_0 – равновесная интенсивность излучения. Поток излучения S определяется через односторонние потоки как

$$S = \pi(I_1 - I_2).$$

В расчетах мы использовали систему единиц: грамм, сантиметр, 10^{-7} с, температура измерялась в килоэлектрон-вольтах. Результаты, однако, мы представляли с указанием размерности, в общепринятых единицах, например, давление в ГПа.

Расчетная сетка была квазиравномерной, ее шаги составляли геометрическую прогрессию со знаменателем q_n (для представленных расчетов $q_n = 0.99$, при этом начальный шаг сетки вблизи поверхности вещества, на которую падает поток излучения, был равен $\sim 2 \times 10^{-8}$ см).

2.1. Уравнение состояния

Использованное в расчетах уравнение состояния (УРС) железа (материал электродов в экспериментах, проведенных на установке Ан-

гара-5-1, – нержавеющая сталь¹) имеет форму, аналогичную уравнению состояния алюминия, представленного в [16]. Давление p и удельная внутренняя энергия ϵ в нем являются суммой трех слагаемых, зависящих от температуры T и плотности ρ : холодной или упругой составляющей (она содержит информацию о конденсированной плотности, скорости звука и энергии сублимации); горячей части, совпадающей с УРС Саха много-кратно ионизованной плазмы [15] (определяющей УРС для высоких температур или малых плотностей), и решеточной части, имеющей вид $\epsilon_3 = p_3 / (\gamma - 1)\rho \sim T^\alpha / \rho^\beta$ с $\alpha < 1, \beta < 0$ (показатели α, β, γ связаны условием [15] выполнения термодинамического тождества; этот член дает вклад в теплоемкость конденсированного вещества и относительно уменьшается при высоких температурах или малых плотностях в плазменной области). Первый и третий члены УРС удовлетворяют термодинамическому тождеству точно, так что погрешность в удовлетворении тождества определяется только уравнением Саха и должна быть небольшой. При использовании этого УРС в программе обычно не используются двухфазные состояния и, соответственно, правило Максвелла, а предполагается, что в неустойчивых состояниях, когда $d\rho / d\rho < 0$ (квадрат скорости звука в этих зонах отрицателен, и возмущения плотности не распространяются в пространстве, а растут локально), вещество в разных счетных ячейках само будет распадаться на газовую и конденсированную фазы.

В используемой нами системе единиц (г, см, 10^{-7} с, кэВ) уравнение состояния железа имеет вид (в этих единицах единица давления 10 ТПа, единица внутренней энергии 10 МДж/г):

$$p = p_x(\rho) + (1+z)\rho \frac{RT}{A} + a\rho T^\alpha \delta^\beta; \quad (2)$$

$$\epsilon = \epsilon_x(\rho) + (1.5(1+z)T + Q(z)) \frac{R}{A} + bT^\alpha \delta^\beta; \quad (3)$$

$$p_x = \frac{\rho_0 c_0^2}{n-m} (\delta^n - \delta^m); \quad (4)$$

$$\epsilon_x = \frac{c_0^2}{n-m} \left(\frac{\delta^{n-1} - 1}{n-1} - \frac{\delta^{m-1} - 1}{m-1} \right); \quad (5)$$

$$Q(z) = \sum_{k=1}^{[z]} I(z_k) + (z - [z]) I([z] + 1), \quad (6)$$

¹ В состав нержавеющей стали кроме железа входят также другие элементы, однако учет поправок, связанных с этим, на фоне более значительных имеющихся неопределенностей представляется превышением точности.

где z — средний заряд иона, A — атомная масса, $R = 9.65$ — универсальная газовая постоянная, a и b — коэффициенты, связанные соотношением $b = 0.3a$, ρ_0 — нормальная плотность, $\delta \equiv \frac{\rho}{\rho_0}$, c_0 — скорость звука в холодном веществе, $Q(z)$ — затраты энергии на ионизацию, $I(z)$ — потенциалы ионизации.

Средний заряд иона z находится из уравнения Саха для многократной ионизации

$$I\left(z + \frac{1}{2}\right) = T \ln \left(0.01 \frac{A(1000T)^{\frac{3}{2}}}{\rho z} \right). \quad (7)$$

Атомная масса и нормальная плотность железа равны $A = 55.8$ и $\rho_0 = 7.87$, скорость звука $c_0 = 0.054$.

Показатели степеней в (2) и (3) равны $\alpha = \frac{3}{4}$ и $\beta = \frac{5}{6}$. Коэффициенты a и b для железа $a = 0.06$, $b = 0.018$. Показатели степеней в (4) и (5) равны $m = 3.1$, $n = 2.5$.

2.2. Электропроводность

Использованное в расчетах сопротивление вещества также имеет форму, аналогичную сопротивлению алюминия, представленному в [16], и определяется по-разному в плазменном и конденсированном состоянии. Сопротивление плазменного состояния считается спитцеровским с поправками на неидеальность и с учетом рассеяния электронов на нейтральных атомах. В конденсированном состоянии сопротивление считается пропорциональным внутренней энергии и обратно пропорциональным плотности. В промежуточных состояниях проводится интерполяция между формулами для конденсированного и плазменного состояния.

Используемые нами формулы для проводимости (в используемой нами системе единиц, в которой проводимость измеряется в единицах 10^7 с^{-1}) конденсированного вещества и плазмы, имеют вид

$$\sigma = \begin{cases} \sigma_{\text{пл}} & \text{при } \rho \leq \rho_1; \\ \sigma_{\text{к}} \frac{\rho - \rho_1}{\rho_2 - \rho_1} + \sigma_{\text{пл}} \frac{\rho_2 - \rho}{\rho_2 - \rho_1} & \text{при } \rho_1 < \rho < \rho_2; \\ \sigma_{\text{к}} & \text{при } \rho \geq \rho_2. \end{cases} \quad (8)$$

Здесь

$$\sigma_{\text{к}} = \max(\sigma_1, \sigma_{\text{пл}}); \quad (9)$$

$$\sigma_1 = a_7 \times 10^{11} \frac{\rho}{\rho_0} \frac{1}{1 + a_8(\varepsilon - \varepsilon_0)}; \quad (10)$$

$$\sigma_{\text{пл}} = \begin{cases} a_5 \times 10^{11} \left(\frac{\Lambda}{T^{1.5}} + a_6 \left(\frac{1}{z} - 1 \right) \right)^{-1} & \text{при } z \leq 1; \\ a_2 \times 10^{11} \frac{1 + a_3 z}{1 + a_4 z} \frac{T^{1.5}}{z \Lambda} & \text{при } z > 1; \end{cases} \quad (11)$$

где ε_0 — внутренняя энергия при комнатной температуре и плотности ρ_0 , Λ — кулоновский логарифм:

$$\Lambda = \ln \left(1 + \frac{a_1}{z^*} T^{1.5} \sqrt{\frac{A}{\rho z(1 + z^*)}} \right), \quad (12)$$

где $z^* = \max(1, z)$.

Следующие коэффициенты являются универсальными:

$$\begin{aligned} a_1 &= 1680; \\ a_2 &= 2.76; \\ a_3 &= 2.3; \\ a_4 &= 0.71; \\ a_5 &= 5.33. \end{aligned} \quad (13)$$

Остальные значения коэффициентов в (8)–(12) определяются отдельно для каждого элемента. Для железа они были выбраны равными:

$$\begin{aligned} a_6 &= 6938 \text{ кэВ}^{-1.5}; \\ a_7 &= 0.0926 \times 10^7 \text{ с}^{-1}; \\ a_8 &= 149 000 \times 0.1 \text{ г/МДж}. \end{aligned} \quad (14)$$

2.3. Электронная теплопроводность

Электронная теплопроводность определялась в расчетах через электрическую проводимость с помощью закона Видемана–Франца.

2.4. Пробеги излучения

Росселандов пробег излучения в плазме, учитывающий непрерывный спектр при многократной ионизации [15], в соответствии со статьей [12] определяется формулой

$$l = 0.3 \frac{T^{3.5} A^2}{\rho^2 (z + 0.1)^2 \max(z, 1)}. \quad (15)$$

Однако учет линейчатого спектра может заметно уменьшать величину l . Для получения раз-

умной величины пробега можно подобрать числовой коэффициент в формуле (15) так, чтобы вычисления давали правильное значение пробега для характерной плотности и температуры рассматриваемой плазмы. Для учета линейчатого спектра можно использовать результаты работы [17].

Россельандов пробег излучения выражается через спектральный коэффициент непрозрачности в виде

$$I_R = \int_0^{\infty} \frac{G_R(u)}{\kappa(u)} du, \quad (16)$$

где $u = \frac{\hbar\omega}{kT}$, $G_R(u)$ – весовой множитель, равный

$$G_R(u) = \frac{15}{4\pi^4} \frac{u^4 e^{-u}}{(1 - e^{-u})^2}, \quad (17)$$

а $\kappa(u)$ – полный спектральный коэффициент непрозрачности, равный

$$\kappa(u) = (1 - e^{-u})(\kappa_G(\omega) + \kappa_{ff+bf}(\omega)), \quad (18)$$

где $\kappa_G(\omega)$ – коэффициент поглощения на ионе в основном состоянии, включающий связанно-свободное поглощение, $\kappa_{ff+bf}(\omega)$ – суммарный коэффициент тормозного и связанно-свободного поглощения малых квантов (из возбужденных состояний).

Главный вклад в коэффициент поглощения на ионе $\kappa_G(\omega)$ определяется линейчатым спектром, а сама величина $\kappa_G(\omega)$ определяется распределением сил осцилляторов $df/d\omega$ этого иона:

$$\kappa_G(\omega) = \frac{2\pi^2 e^2 n_Z}{mc} \frac{df}{d\omega} \frac{1}{1 - e^{-u}}, \quad (19)$$

где n_Z – концентрация ионов с зарядом ядра Z . При высоких частотах ($\hbar\omega \gg 27Z$ эВ) асимптотика функции $df/d\omega$ имеет вид

$$\left(\frac{df}{d\omega} \right)_{as} = \frac{8}{3\sqrt{3}\pi} \frac{Z^2}{\omega^2} \frac{me^4}{\hbar^3}. \quad (20)$$

Для оценок пробега, чтобы не вычислять $df/d\omega$ для заданной степени ионизации $q \equiv \frac{z}{Z}$, можно воспользоваться уже найденными в [17] зависимостями для некоторых значений, например, q_1 и q_2 , т. е. $\left(\frac{df}{d\omega} \right)_{q_1}$ и $\left(\frac{df}{d\omega} \right)_{q_2}$, и провести разумную интерполяцию между ними. Просто интерполировать $df/d\omega$ нехорошо, окна про-

зрачности для q_1 и q_2 закроют друг друга, пробег будет занижен, причем степень этого занижения будет зависеть от близости q к q_1 или q_2 . Поэтому предлагаем следующий алгоритм. Преобразуем имеющиеся для q_1 и q_2 зависимости, меняя масштаб распределения по частотам и масштаб самой функции $df/d\omega$ так, чтобы получить приближенное распределение сил осцилляторов для произвольного q . Например, взяв $\left(\frac{df}{d\omega} \right)_{q_1}$,

получаем преобразованное распределение:

$$\left(\frac{df}{d\omega} \right)_{q_1}^q(\omega) = A \left(\frac{df}{d\omega} \right)_{q_1}(B\omega) \quad (21)$$

с некоторыми масштабными коэффициентами A и B . Выберем коэффициенты A и B так, чтобы выполнялось правило сумм для сил осцилляторов

$$\int_0^{\infty} \left(\frac{df}{d\omega} \right)_{q_1}^q(\omega) d\omega = Z(1 - q) \quad (22)$$

и сохранялась асимптотика (20), что с использованием (7) дает:

$$0.49A \frac{Z^2}{(B\omega)^2} = 0.49 \frac{Z^2}{\omega^2}. \quad (23)$$

Отсюда получаем связь $A = B^2$, а из (21) и (22) найдем:

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} \left(\frac{df}{d\omega} \right)_{q_1}^q(\omega) d\omega &= A \int_0^{\infty} \left(\frac{df}{d\omega} \right)_{q_1}(B\omega) d\omega = \\ &= \frac{A}{B} Z(1 - q_1) = Z(1 - q). \end{aligned} \quad (24)$$

Таким образом, для $\left(\frac{df}{d\omega} \right)_{q_1}^q$ получим

$$B = \frac{1 - q}{1 - q_1}, A = B^2. \quad (25)$$

Аналогично получаем $\left(\frac{df}{d\omega} \right)_{q_2}^q$.

Найдем теперь распределение сил осцилляторов $df/d\omega$ для ионов в плазме железа при $T = 0.03$ кэВ и $\rho = 0.02$ г/см³ (это некоторые характерные величины для плазмы, образующейся на поверхности электрода под действием мощного МРИ). Из уравнения Саха для многократной ионизации (7) определим, что заряд $z = 7.98$ и степень ионизации $q = 0.307$.

На рис. 1 приведены графики функций $\left(\frac{df}{d\omega}\right)_{q_1}^q$ и $\left(\frac{df}{d\omega}\right)_{q_2}^q$, полученные по формуле (21) для $q_1 = 0.1$ и $q_2 = 0.35$. а также весовой множитель $G_R\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right)$.

На рис. 2 представлены полные спектральные коэффициенты поглощения фотонов в плазме $\kappa(\omega)$ (включая вклад непрерывного спектра, вычисленный по формуле (18)), с использованием

Несмотря на большое различие коэффициентов поглощения, соответствующих $\left(\frac{df}{d\omega}\right)_{q_1}^q$ и $\left(\frac{df}{d\omega}\right)_{q_2}^q$, россельандовы пробеги отличаются не

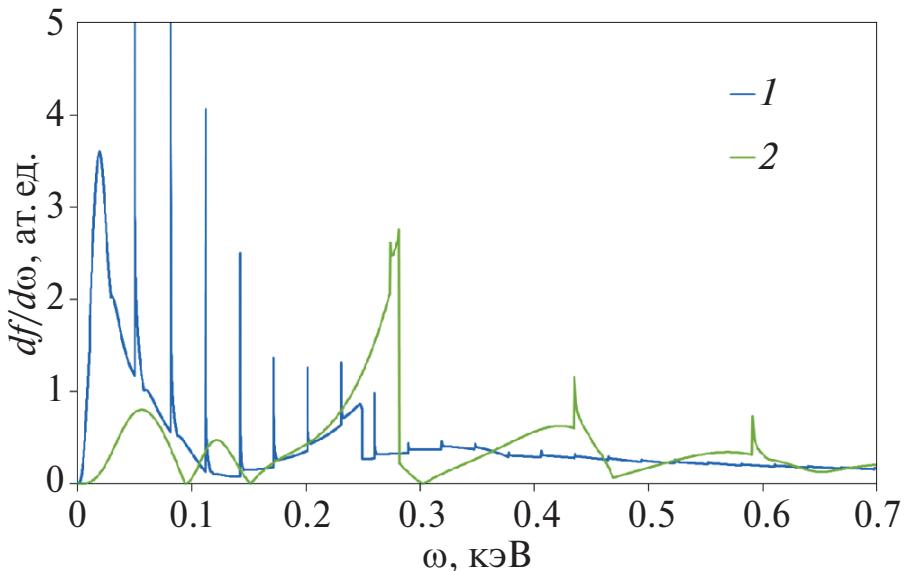


Рис. 1. Графики функций $\left(\frac{df}{d\omega}\right)_{q_1}^q$ (1) и $\left(\frac{df}{d\omega}\right)_{q_2}^q$ (2).

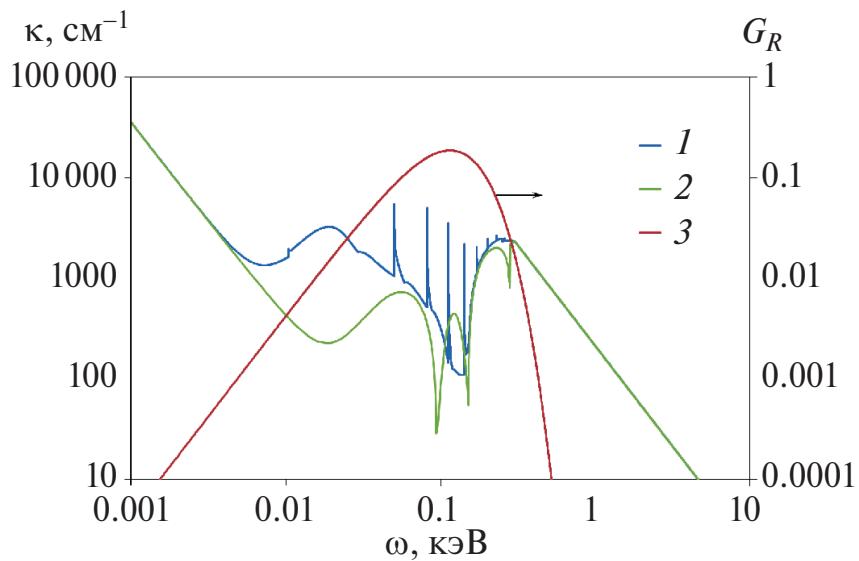


Рис. 2. Полные спектральные коэффициенты поглощения фотонов в плазме $\kappa(\omega)$, вычисленные по формуле (18) с использованием $\left(\frac{df}{d\omega}\right)_{q_1}^q$ (1) и $\left(\frac{df}{d\omega}\right)_{q_2}^q$ (2), а также весовой множитель $G_R\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right)$ (3).

так уж сильно. Вычисленные по формуле (16) россельандовы пробеги, соответствующие $\left(\frac{df}{d\omega}\right)_{q_1}^q$ и $\left(\frac{df}{d\omega}\right)_{q_2}^q$, дали, соответственно, значения $l_R^{(1)} = 0.00281$ см и $l_R^{(2)} = 0.00363$ см.

При усреднении этих величин с весами, учитывающими удаление нашего q от q_1 и q_2 , получаем величину $l_R = 0.0035$ см. Поскольку вычисления по формуле (15) приводят к значению $l = 0.021$ см, то для учета вклада линейчатого спектра коэффициент 0.3 в (15) можно уменьшить в 6 раз и брать его равным 0.05.

Безусловно, наше описание переноса излучения является довольно грубым. Здесь есть неточности, связанные с нашим приближением “вперед-назад” с использованием россельандового пробега. Если бы изучаемая плазма в экспериментах [13] оказалась оптически толстой, то мы могли бы использовать уравнение теплопроводности и эти неточности были бы невелики. Но мы убедились, что учет неравновесности играет заметную роль, и это приходится учитывать хотя бы в таком приближении. При этом возникают также вопросы, связанные с отличием спектра излучения, падающего от источника (пинча и рассеивающих стенок в экспериментах [13]), от спектра излучающей плазмы, чего не было бы в равновесном случае. Это излучение является более жестким, и, вероятно, поглощается в “холодном” для этих квантов веществе на толщинах, меньше равновесного пробега (см. сравнение оценок [13] для толщин поглощения и результатов наших расчетов в подразд. 4.1). Введененный нами фиксированный множитель 1/6 для учета вклада линий в пробег тоже вносит неточность в описание переноса. К сожалению, здесь мы находимся в условиях, когда эти неопределенности трудно уменьшить, поскольку в этой области температур и неравновесностей надежных данных не так много.

В оправдание нашего подхода можно заметить, что сама величина пробега входит в ответ (например, в величину зоны разлета плазмы) очень слабо. Если рассматривать степенные зависимости (см. ниже раздел 7), то согласно (32, 36) разлет плазмы определяется только температурой, т. е. падающим потоком излучения, и не зависит от пробега. Фактически, конечно, некоторая зависимость есть, благодаря, например,

логарифмической зависимости степени ионизации от плотности, которая хоть и слабо, но зависит от пробега. Однако проведенные нами расчеты показали, что при варьировании пробега в 2 раза скорость разлета плазмы изменяется не более чем на 10%, так что мы пока не будем учитывать эти неопределенности.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

На установке Ангара-5-1 проведены эксперименты [13] для изучения влияния МРИ на образование плазмы на поверхности электродов. Конфигурация исследуемых электродов относительно источника излучения (пинча, образующегося при имплозии проволочной сборки) показана на рис. 3.

В работе [13] приведена оценка приходящей от пинча плотности потока МРИ, падающего на плоскую часть поверхности электрода 2 в том месте, где она переходит в цилиндрическую на радиусе $r_0 = 5$ мм (точка A на рис. 3). Эта величина равна

$$J = 0.28P / (2\pi r_0 \Delta), \quad (26)$$

где P – видимая детектором мощность, излучаемая сквозь небольшой зазор $\Delta = 5$ мм между электродами. Зависимость величины P от времени представлена на рис. 4.

Величина J , определенная с помощью зависимости $P(t)$ на рис. 4, использовалась при задании граничных условий в расчетах, проведенных нами по одномерной методике [14] для изучения и описания процессов, происходящих на электродах

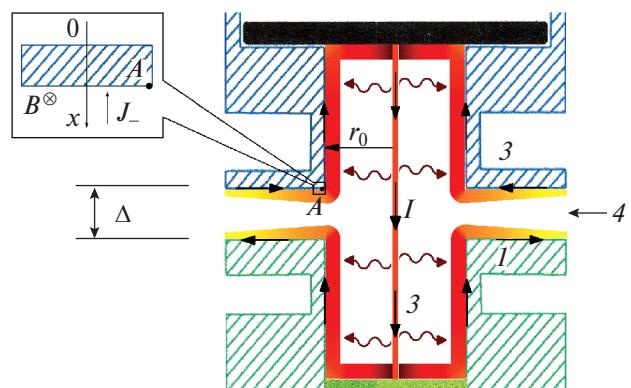


Рис. 3. Схема расположения электродов в экспериментах с имплозией проволочной сборки на установке Ангара-5-1: 1, 2 – исследуемые катодный и анодный электроды, соответственно, 3 – излучающий пинч, 4 – направление регистрации исходящего от пинча излучения.

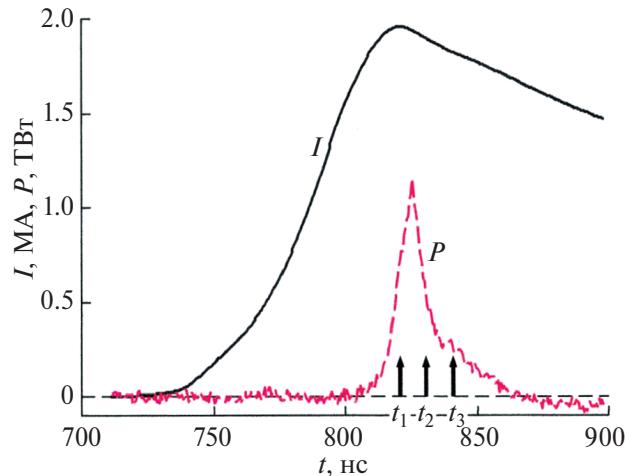


Рис. 4. Временные зависимости полного разрядного тока (I) и мощности МРИ (P) от времени. Стрелки указывают на моменты времени t_1 , t_2 , t_3 , в которые были сделаны рентгеновские фотографии электродов в эксперименте.

установки Ангара-5-1. В этих расчетах считалось, что на слой железа толщиной 0.05 см падает мощное рентгеновское излучение (см. рис. 3). Такая толщина слоя была выбрана из тех соображений, чтобы граничные условия на внутренней границе заведомо не сказывались на результатах расчетов (ни магнитная диффузия, ни гидродинамическое движение не доходили до этой границы, см., например, рис. 13).

При этом считалось, что в начальный момент времени вещество находится в конденсированном состоянии при комнатной температуре и занимает область $0 < x < 0.05$ см.

Граничное условие на правой границе вещества задавалось в двух вариантах:

1) в гидродинамическом расчете без магнитного поля задавался поток излучения $J_-(t)$, равный $J_-(t) = J(t)$. В этом случае моменту времени $t = 0$ соответствовал момент времени $t = 800$ нс на экспериментальном графике. Максимальная плотность потока энергии при этом согласно формуле (26) равна $J_{\max} = 0.2$ ТВт/см²;

2) в МГД-расчете задавался не только поток излучения $J_-(t)$, но учитывалось и магнитное поле, действующее на рассматриваемый слой. Для этого из [13] был взят экспериментальный ток $I(t)$ (он также представлен на рис. 4), и по формуле

$$B(t) = \frac{I(t)}{5r} \quad (27)$$

(здесь ток в МА, радиус в см, магнитное поле в МГс) на правой лагранжевой границе вещества,

для радиуса, соответствующего точке A , $r = r_0$ задавалось магнитное поле (поле B , показанное на врезке к рис. 3). Счет начинался с момента времени $t = -85$ нс, соответствующего моменту времени $t = 715$ нс на экспериментальном графике. За нулевой отсчет времени $t = 0$ было выбрано начало импульса рентгеновского излучения $J_-(t)$ (экспериментальное время при этом равно $t = 800$ нс).

На правой границе задавались следующие условия: по газодинамике – свободная граница $p = 0$, по электронной теплопроводности – условие $q_e = 0$.

На левой границе задавались условия: по газодинамике – жесткая стенка $v = 0$, по магнитной диффузии – $E = 0$, по излучению – $J_+(t) = J_-(t)$, по электронной теплопроводности – условие $q_e = 0$. Фактически, толщина слоя была достаточно большой и до левой границы возмущения не доходили, поэтому граничные условия здесь не влияли на процессы плазмообразования.

4. РАСЧЕТЫ С ПОТОКОМ МРИ, ПРИХОДЯЩИМ ОТ ПИНЧА

4.1. Расчет с заданием потока излучения без учета магнитного поля

На рис. 5 показаны распределения плотности и температуры, полученные в расчете без учета магнитного поля на момент времени 26 нс, близкий к моменту максимума плотности потока излучения, а также на момент времени 40 нс, соответствующий моменту t_3 на рис. 4.

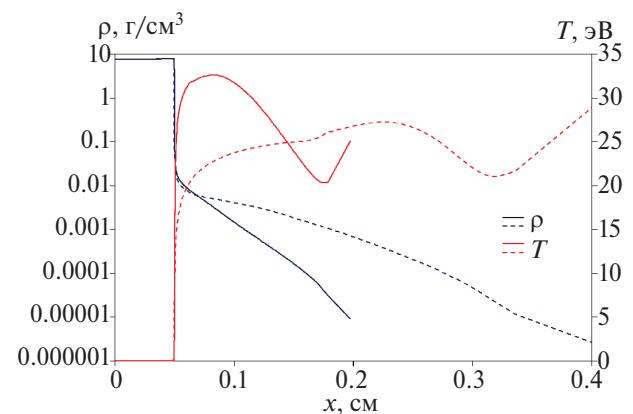


Рис. 5. Плотность ρ и температура T , полученные в расчете в моменты времени 26 нс (сплошные линии) и 40 нс (пунктирные линии) в задаче с потоком излучения от пинча и без магнитного поля.

Рисунок 5 показывает, что характерные температуры испаряемой плазмы получаются ниже, чем при оценке через плотность потока чернотельного излучения $J = \sigma_{\text{SB}} T^4$, которая при использовании формулы (26) дает для максимальной плотности потока энергии $J_{\text{max}} = 0.2 \text{ ТВт/см}^2$ температуру $T = 37 \text{ эВ}$. Из рис. 5 видно также, что температура в испаренном слое ведет себя немонотонно: по мере удаления от конденсированного слоя она растет, проходит через максимум, затем уменьшается и вновь растет в области очень малоплотной плазмы. Такое поведение температуры, возможно, родственно поведению температуры при плазмообразовании в сильном магнитном поле [12], где спад температуры определяется остыванием за счет теплопередачи из зоны выделения тепла, а в области оптически тонкой плазмы вновь возникает перегрев, где теплопередача уже не справляется с нагревом. Разница с [12] в том, что там нагрев определяется джоулевым тепловыделением, а здесь – падающим потоком излучения.

Излучение испаряет очень тонкий слой железа. Неиспаренное вещество остается холодным, давление в волне сжатия (эта волна не успевает в этом расчете перейти в ударную), вызванной воздействием излучения, составляет около 10 ГПа, волна к временам 40 и 60 нс проникает на глубину 0.14 и 0.25 мм соответственно. Плотность испаренного железа меняется в широком диапазоне и в области максимума температуры составляет 0.4–3 мг/см³ в различные моменты времени.

В работе [13] с помощью рентгеновского электронно-оптического преобразователя (РЭОПа) были измерены средние скорости движения плазмы, образованной у электродов. Они составили 90 км/с между моментами времени t_1 и t_2 , и 95 км/с между моментами времени t_2 и t_3 (для принятого в расчетах начала отсчета времени t_1, t_2 и t_3 составляли 20, 30 и 40 нс соответственно). При этом в [13] отмечено, что для попадания в регистратор излучению необходимо пройти в плазме расстояние около 1 см, следовательно, на фотографиях, по мнению авторов, видно свечение только плазмы, в которой пробег излучения превышает 1 см. Конечно поток излучения от такой плазмы будет большой, порядка чернотельного, и регистрируемая граница плазмы может соответствовать меньшим потокам и большим пробегам. Однако поскольку в условиях действия на плазму потока излучения при свободной

границе плазмы, плотность разлетающейся плазмы спадает на больших расстояниях экспоненциально и не имеет фиксированной границы, в этом случае для оценок будем считать границей плазмы $l = 1 \text{ см}$.

Зависимость от времени этой границы x_1 , для точек которой пробег излучения в плазме равен 1 см, представлена на рис. 6. Средние скорости движения плазмы получились равными 43 км/с между моментами времени t_1 и t_2 и 59 км/с между моментами времени t_2 и t_3 , что в 1.5–2 раза меньше экспериментально измеренных значений.

В работе [13] из параметров оптических толщин для квантов с энергией 100–200 эВ была получена оценка плотности плазмы, которая оказалась равной 100–200 мкг/см³. В наших расчетах плотность плазмы, пробег излучения в которой равен 1 см, оказывается порядка 800 мкг/см³, что в несколько раз превышает оценку [13].

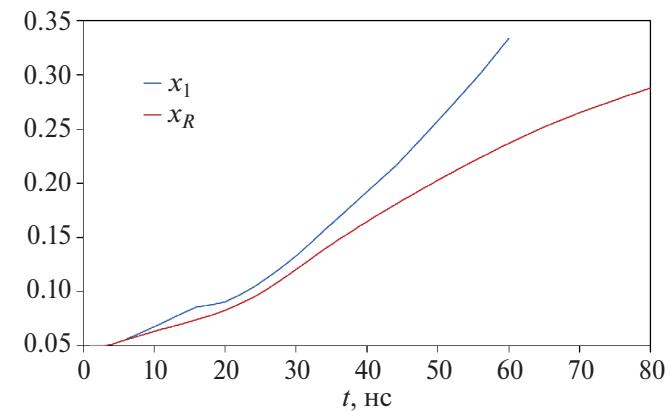


Рис. 6. Зависимость от времени координаты x_1 и координаты границы плазмы x_R (в расчете с учетом магнитного поля).

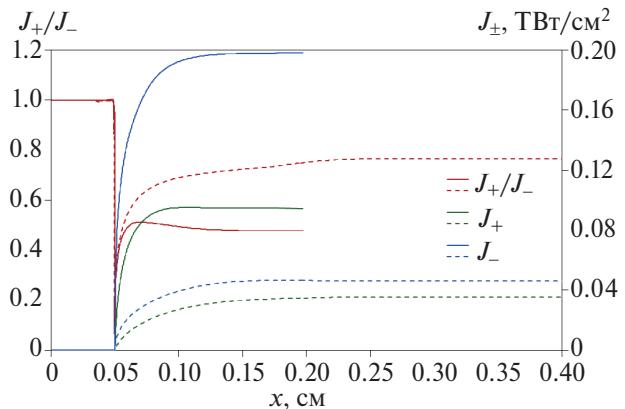


Рис. 7. Потоки излучения вперед J_+ и назад J_- и их отношение в моменты времени 26 нс (сплошные линии) и 40 нс (пунктирные линии) в задаче с потоком излучения от пинча и без магнитного поля.

На рис. 7 показаны зависимости от координаты величины потоков излучения вперед J_+ и назад J_- в моменты времени 26 и 40 нс. Видно, что при $t = 26$ нс в большей части плазменной области величина J_+ примерно в 2 раза меньше величины J_- , а вблизи границы с конденсированным веществом их отношение уменьшается до 0.2. Таким образом, вблизи этой границы, несмотря на то, что пробеги там сильно уменьшаются, не происходит переход к уравнению теплопроводности. Наоборот, здесь падающий поток энергии трансформируется в поток энергии разлетающейся плазмы. Выравниваются эти потоки только в конденсированном веществе, где они уже близки к нулю.

На рис. 7 показано, что при $t = 40$ нс в области испаренного вещества величина J_+ меньше величины J_- уже не так сильно, в 1.3–1.4 раза. В рассмотренные моменты времени в значительной доле плазменной области (около 2/3) оба потока, как и их отношение, почти постоянны, но вблизи границы с конденсированным веществом их отношение уменьшается, а для $t = 40$ нс уменьшается сильнее и становится менее 0.1.

4.2. Расчет с заданием потока излучения с учетом магнитного поля

Рассмотрим влияние магнитного поля на процесс плазмообразования. Обратим внимание, что магнитное поле, соответствующее максимуму тока рис. 4, составляет согласно (27) около 0.8 МГс, и его давление 2.5 ГПа оказывается того же порядка, что и давление, вызываемое действием излучения. Поэтому можно ожидать, что магнитное поле окажет существенное влияние на характерные величины разлетающейся под действием излучения плазмы и на ее скорости. На рис. 8 показаны распределения величин, полученные в расчете с учетом магнитного поля, для моментов времени 26 и 40 нс.

Согласно рис. 8 магнитное поле ~ 0.8 МГс проникает в значительную часть испаренного вещества. Поле в конденсированном веществе, проникшее туда до начала импульса рентгеновского излучения $t = 0$ на глубину ~ 0.05 мм, выносится оттуда веществом, теряющим плотность и превращенным в плазму, и потому магнитное поле на границе конденсированного вещества существенно уменьшается. В результате магнитное поле даже начинает диффундировать из конденсированного вещества в плазму.

Сравнение рис. 5 и 8 показывает, что в расчете с учетом магнитного поля плазма разлетается не так сильно, как в расчете без учета магнитного поля. Локальный минимум температуры, отчетливо заметный на рис. 5, при учете магнитного поля становится не таким глубоким, или исчезает. Это же видно на рис. 9, где приведено сравнение температур в плазме для задач с магнитным полем и без него. Однако магнитное поле влияет, в основном, на разлет малоплотной плазмы с тепловым давлением порядка магнитного давления ~ 2.5 ГПа и с плотностью менее 3 мг/см³. Внутренняя часть разлетающейся плазмы с давлением ~ 6 ГПа слабо чувствительна к влиянию магнитного поля, и поэтому температурное поведение этой части на рис. 9 очень близко для обоих случаев (с магнитным полем и без).

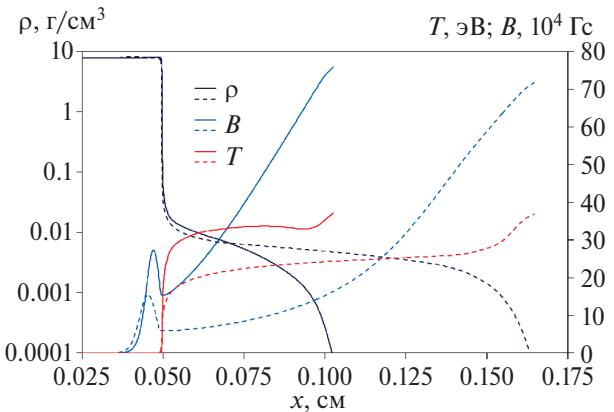


Рис. 8. Плотность ρ , температура T и магнитное поле B , полученные в расчете в моменты времени 26 нс (сплошные линии) и 40 нс (пунктирные линии) в задаче с потоком излучения от пинча.

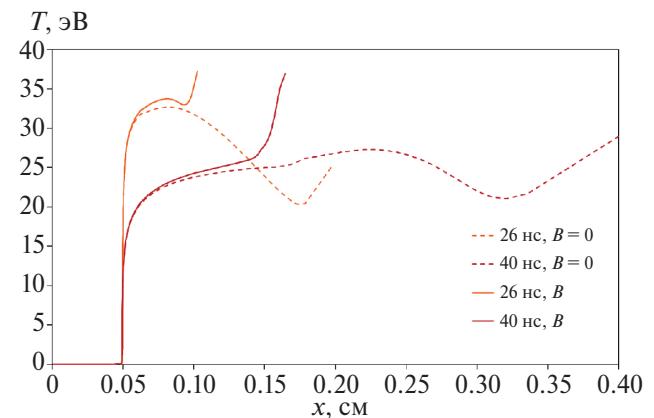


Рис. 9. Зависимость температуры от координаты в расчетах без магнитного поля (пунктирные линии) и с магнитным полем (сплошные линии).

В задачах с магнитным полем на границе вещества эта граница является конечной [18], а вещество не разлетается на бесконечность, как в случае свободной границы и изотермического разлета, рассмотренного в подразделе 4.1, поэтому можно говорить об определенной координате границы плазмы x_R . Однако уровень плотности плазмы 800 мкг/см^3 , соответствующий пробегу излучения 1 см в задаче без магнитного поля, достаточно близок к границе плазмы x_R на рис. 8, а потому эти границы, x_1 и x_R , можно сопоставлять и использовать для сравнения с экспериментальными данными. Согласно рис. 6 средние скорости движения плазмы с учетом магнитного поля уменьшились и оказались равными 37 км/с между моментами времени t_1 и t_2 , и 44 км/с между моментами времени t_2 и t_3 , что в 2–2.5 раза меньше экспериментально измеренных.

На рис. 10 показаны зависимости от координаты потоков излучения вперед J_+ и назад J_- в моменты времени 26 и 40 нс. Видно, что при учете магнитного поля отношение потоков J_+ / J_- остается приблизительно таким же, как без магнитного поля. В испаренном веществе в момент времени 26 нс величина J_- примерно в 1.8–1.9 раз больше величины J_+ , а в момент времени 40 нс – в 1.2–1.4 раз. Для момента времени 26 нс, соответствующего максимуму падающего излучения, потоки J_+ и J_- и величина J_+ / J_- выходят на константу при приближении к границе плазмы, а для момента времени 40 нс, для которого поток падающего излучения значительно уменьшается, наблюдается тенденция к выравниванию потоков J_+ и J_- .

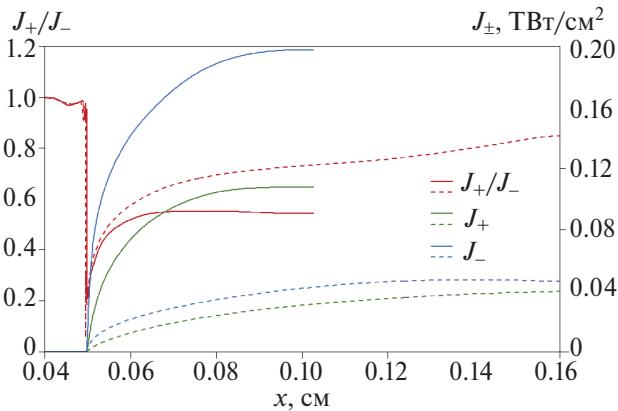


Рис. 10. Потоки излучения вперед J_+ и назад J_- и их отношение в моменты времени 26 нс (сплошные линии) и 40 нс (пунктирные линии) в задаче с потоком излучения от пинча и с учетом магнитного поля.

Итак, расчеты показывают, что, хотя магнитные поля в экспериментах [13] сами по себе невелики ($\sim 0.8 \text{ МГс}$) и не способны привести к плазмообразованию, но своим давлением они сдерживают разлет плазмы и влияют как на ее характерные величины, так и на скорость разлета.

Скорость движения плазменного слоя, полученная в расчетах с учетом магнитного поля, оказалась заметно меньше экспериментально измеренной [13]. Однако, поскольку альбедо излучения α (отношение отраженного от стенки потока к падающему)

$$\alpha(t) = \frac{J_{0+}(t)}{J_{0-}(t)} \quad (28)$$

оказывается не малым ($\alpha \sim 0.5$ в момент времени, соответствующий максимальному потоку МРИ), отраженное от других стенок излучение может давать значительный вклад в падающий на электрод поток. Поэтому необходимо учесть дополнительную плотность потока энергии МРИ, которая попадает на электрод после отражения излучения пинча от элементов конструкции установки. Это может повысить скорость плазмообразования и улучшить согласие с результатами измерений.

5. ВКЛАД АЛЬБЕДО СТЕНОК В ПАДАЮЩИЙ ПОТОК ИЗЛУЧЕНИЯ

Из расчетов, представленных в разд. 4, следует, что значительная часть падающего на электрод излучения отражается. Зависимость коэффициента отражения (альбедо) $\alpha(t)$ от времени для расчета с потоком МРИ, приходящим только от пинча, и с учетом магнитного поля (см. рис. 10), приведена на рис. 11. На этом рисунке также представлена $J(t)$ – плотность потока излучения, полученная с учетом отражения от стенок, которую мы определим ниже в настоящем разделе.

На рис. 11 показано, что доля отраженного излучения значительна и составляет к моменту максимума падающего потока $\alpha_m \approx 0.52$. Поэтому отраженное от окружающих стенок излучение может заметно увеличить падающие на стенку потоки и это следует учесть.

Чтобы вычислить полный поток, падающий на рассматриваемую точку A , надо сначала найти плотность потока энергии МРИ, падающую на каждую точку конструкции, т. е. на плоские, цилиндрические и торцевые поверхности кон-

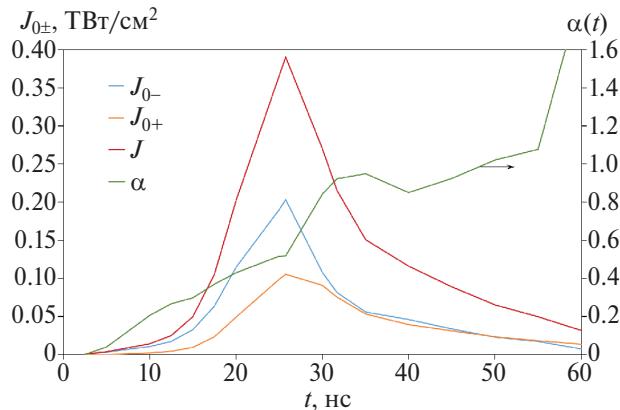


Рис. 11. Величины $J_{0-}(t)$, $J_{0+}(t)$ и $\alpha(t)$, полученные в расчете с потоком МРИ, приходящим от пинча, и $J(t)$, вычисленная по формулам (29), (30).

структурки, представленные на рис. 3, а затем определить поток, падающий на точку А после отражения от всех поверхностей.

Будем считать пинч бесконечно тонким линейным источником с мощностью излучения на единицу длины P / Δ , а каждый его элемент dl – изотропным источником излучения. Из этих предположений, а также полагая, что альбедо в нашей задаче одинаково для всех отражающих поверхностей, была вычислена полная плотность потока энергии излучения, падающая на точку А после первого отражения от всех поверхностей:

$$\frac{d\Phi_1}{dS_0} = 0.2993 \frac{\alpha P}{2\pi r_0 \Delta} \equiv k_1 \alpha J_0(t),$$

где $k_1 = 1.05$, а $J_0(t)$ определяется по формуле (26) испускаемой из пинча мощностью МРИ $P(t)$, график которой представлен на рис. 4. Полученный коэффициент вклада излучения, рассеянного после первого отражения, оказался даже больше единицы. Это означает, что при стопроцентном альбедо этот вклад был бы даже больше прямого излучения от пинча, что подтверждает необходимость учета рассеянного излучения при оценке полного потока, падающего на электроды.

Сделаем оценку полного потока излучения в точке А с учетом вклада многократного отражения. Этот поток можно оценить как

$$\begin{aligned} J(t) &= J_0(t)(1 + k_1 \alpha(t) + k_1 \alpha(t) k_2 \alpha(t) + \dots) = \\ &= J_0(t) \left(1 + \frac{k_1 \alpha(t)}{1 - k_\infty \alpha(t)}\right) \end{aligned} \quad (29)$$

в предположении, что коэффициенты $k_2 = k_3 = \dots = k_\infty$. Величину k_∞ можно оценить как

отношение суммарной площади рассматриваемых элементов конструкции к полной площади, на которую попадает излучение, т. е. с учетом площади зазора 4 на рис. 3: $k_\infty = 0.789$. Величину $\alpha(t)$ будем находить по формуле (28) из расчетов, представленных в разд. 4.

Поскольку по мере уменьшения потока $J_0(t)$ при больших временах величина $\alpha(t)$ сильно возрастает (падающий от пинча поток $J_0(t)$ уменьшается, а выходящий из стенок $J_{0+}(t)$ еще сохраняется), при этих временах пользоваться формулой (29) уже нельзя. Поэтому для оценок при $t > t_m$ (t_m – момент времени максимума $J_0(t)$) поток излучения $J(t)$, падающий на точку А после отражения от стенок, мы находили по формуле

$$\begin{aligned} J(t) &= J_0(t) \left(1 + \frac{k_1 \alpha(t)}{1 - k_\infty \alpha_m}\right) = \\ &= J_0(t) + J_{0+} \frac{k_1}{1 - k_\infty \alpha_m}, \end{aligned} \quad (30)$$

где α_m – величина $\alpha(t)$, вычисленная в момент максимума $J_0(t)$.

Плотность потока излучения $J(t)$, полученная с учетом отраженного от стенок излучения согласно формулам (29), (30), приведена на рис. 11 в начале раздела.

6. РАСЧЕТЫ С УЧЕТОМ РАССЕЯННОГО НА СТЕНКАХ ИЗЛУЧЕНИЯ

6.1. Расчет с учетом рассеянного на стенках излучения без учета магнитного поля

На рис. 12 показаны распределения плотности и температуры, полученные в расчете с учетом рассеянного на стенках излучения, но без учета магнитного поля, в моменты времени 26 и 40 нс.

Сравнение рис. 5 и 12 показывает, что в расчете с учетом рассеянного на стенках излучения температура стала выше, а плазма разлетелась сильнее. Средние скорости движения плазмы оказались равными 49 км/с между моментами времени t_1 и t_2 , и 71 км/с между моментами времени t_2 и t_3 , т. е. они выросли и стали несколько ближе к экспериментально измеренным значениям скорости. Плотность плазмы, пробег излучения в которой равен 1 см, получилась немного больше, чем в расчете без учета отражения излучения от стенок, – около 900 мкг/см³.

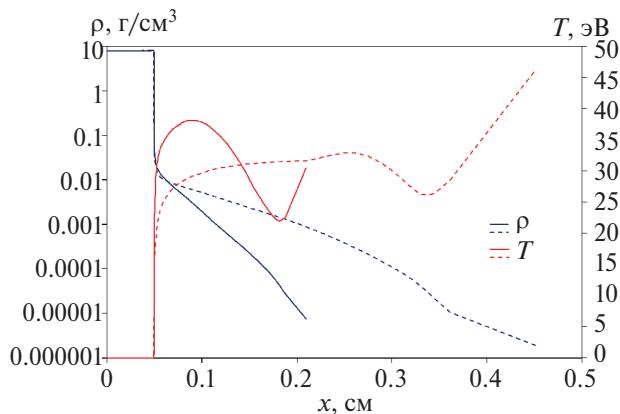


Рис. 12. Плотность ρ и температура T , полученные в расчете в моменты времени 26 нс (сплошные линии) и 40 нс (пунктирные линии) в задаче с учетом рассеянного на стенках излучения и без магнитного поля.

6.2. Расчет с учетом рассеянного на стенках излучения и магнитного поля

На рис. 13 показаны плотность, температура и магнитное поле полученные в расчете с учетом рассеянного на стенках излучения в моменты времени 26 нс и 40 нс. Для демонстрации уровня численной неопределенности, связанной с разрешением сетки, на рис. 14 представлены распределения плотности, температуры и магнитного поля в момент времени 40 нс для расчетов с сетками $N = 1000$ и $N/2$ ячеек. Рисунок 14 показывает хорошее согласие расчетов при таком уровне численного разрешения.

Сравнение рис. 12 и 13 показывает, что в расчете с учетом магнитного поля, как и в случае потока падающего излучения, приходящего только

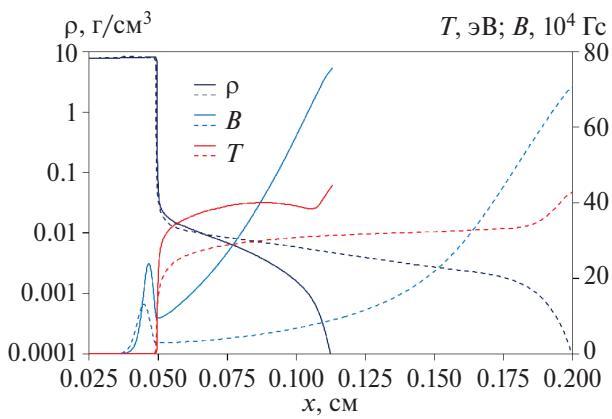


Рис. 13. Плотность ρ , температура T и магнитное поле B , полученные в расчете в моменты времени 26 нс (сплошные линии) и 40 нс (пунктирные линии) в задаче с учетом рассеянного на стенках излучения.

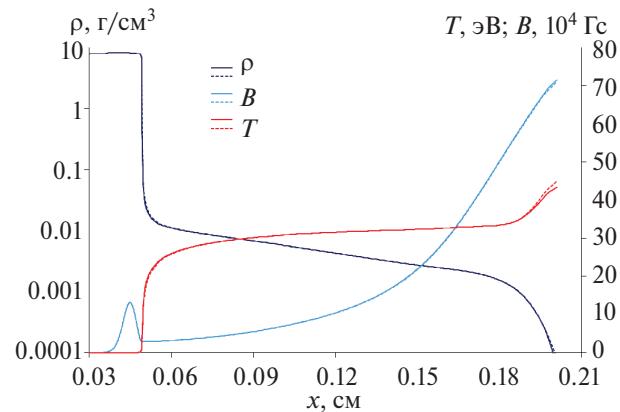


Рис. 14. Плотность ρ , температура T и магнитное поле B , полученные в момент времени 40 нс в задаче с учетом рассеянного на стенках излучения в расчетах с сетками $N = 1000$ (сплошные линии) и $N = 500$ ячеек (пунктирные линии).

от пинча, плазма разлетается не так сильно, как в расчете без учета магнитного поля. Зависимость координаты границы вещества x_R от времени показана на рис. 15.

Средние скорости движения плазмы при учете магнитного поля, как и в разделе 4, немного уменьшились, и оказались равными 50 км/с между моментами времени t_1 и t_2 , и 64 км/с между моментами времени t_2 и t_3 . Плотность плазмы, пробег излучения в которой равен 1 см, составила около 900 мкг/см³, как и в расчете без учета магнитного поля.

На рис. 16 показаны зависимости от координаты потоков излучения вперед J_+ и назад J_- в моменты времени 26 нс и 40 нс. Сравнение рис. 10 и 16 показывает, что при учете рассеянного на стенках излучения практически не меняется форма потоков $J_+(x)$ и $J_-(x)$ и их отношение

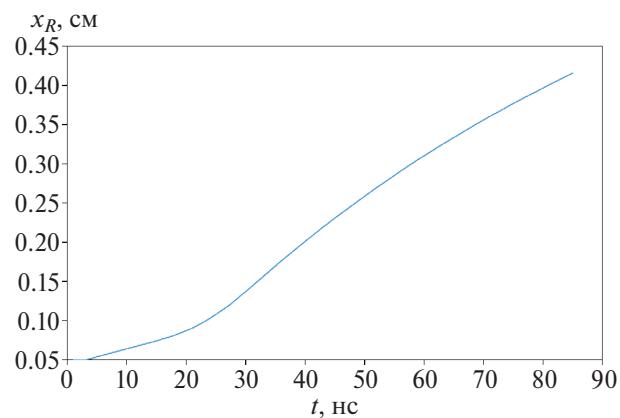


Рис. 15. Зависимость координаты границы вещества x_R от времени в задаче с учетом рассеянного на стенках излучения.

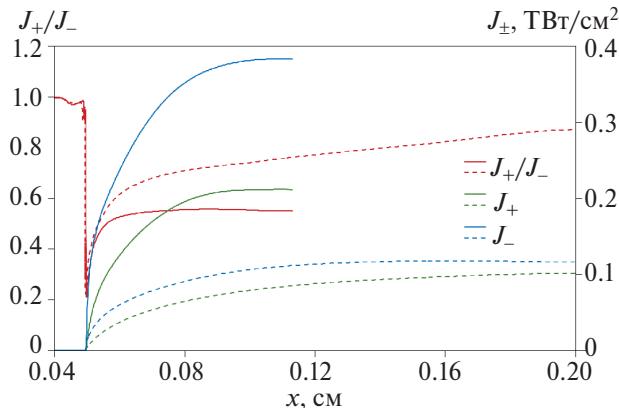


Рис. 16. Потоки излучения вперед J_+ и назад J_- и их отношение в моменты времени 26 нс (сплошные линии) и 40 нс (пунктирные линии) в задаче с учетом рассеянного на стенках излучения и магнитного поля.

в соответствующие моменты времени, при этом изменяется только их значение.

Итак, при учете отраженного от стенок излучения скорость разлета плазмы возросла, но все равно оказалась несколько меньше измеренной экспериментально с помощью РЭОПа (около 90 км/с). Имеется два предположения для объяснения оставшейся разницы в скорости:

1. Неодномерный турбулентный разлет плазмы. В расчетах без учета магнитного поля скорости разлета низкоплотной плазмы (с россельандовым пробегом 100 см)² равны 79 и 107 км/с. Эти скорости можно рассматривать как верхнюю оценку скорости неодномерного турбулентного разлета плазмы.

2. Экспериментальные погрешности, включающие как неточности измерения потоков излучения, так и неточности измерения скоростей разлетающейся плазмы.

7. СКЕЙЛИНГИ ХАРАКТЕРНЫХ ВЕЛИЧИН ПОВЕРХНОСТНОЙ ПЛАЗМЫ. ЗАВИСИМОСТИ ОТ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ИЗЛУЧЕНИЯ, ВРЕМЕНИ ЕГО ДЕЙСТВИЯ И МАТЕРИАЛА СТЕНОК

Мы нашли, что поверхностная плазма не является оптически толстой, и потому для нее уравнение лучистой теплопроводности, строго

² Пробег 100 см при характерных размерах плазмы 1 см означает, что эта область будет излучать всего лишь в 100 раз слабее излучения черного тела, т. е. при характерных температурах 40 эВ достаточно ярко. Возможно, что экспериментально определенная граница плазмы соответствует такой малоплотной плазме.

говоря, неприменимо. Однако поскольку оптическая толщина плазмы порядка единицы, соотношения, следующие из лучистой теплопроводности, можно использовать для получения оценок зависимостей параметров поверхностной плазмы от характеристик потоков падающего на поверхность излучения и атомной массы материала стенок. В наших оценках не будем учитывать постоянные множители, а рассмотрим только пропорциональные зависимости. Для оценок можно считать, что излучение является чернотельным, и плотность потока излучения q связана с температурой соотношением

$$q \sim T^4. \quad (31)$$

Поверхностную плазму предполагаем много-кратно ионизованной, и потому для ее плотности энергии можно написать зависимости (2), (3)

$$\rho e \sim p \sim \frac{z \rho T}{A}. \quad (32)$$

Скорость звука в этой плазме

$$c \sim \sqrt{\frac{p}{\rho}} \sim \sqrt{\frac{zT}{A}}, \quad (33)$$

а коэффициент лучистой температуропроводности

$$\kappa \sim l_R \frac{T^4}{\rho e} \sim l_R \frac{T^3 A}{z \rho}. \quad (34)$$

Для оценки пробега l_R используем зависимость (15):

$$l_R \sim \frac{T^{3.5} A^2}{z^3 \rho^2}^3, \quad (35)$$

и тогда

$$\kappa \sim \frac{T^{6.5} A^3}{z^4 \rho^3}. \quad (36)$$

Формирование нашего поверхностного слоя плазмы происходит за счет того, что масштаб его разлета ct за время t определяется масштабом, формируемым теплопроводностью $\sqrt{\kappa t}$, т. е.

$$x \sim ct \sim \sqrt{\kappa t}. \quad (37)$$

³ Доминирование линий в спектре поглощения могло бы привести к изменению скейлинга при плотности и при степени ионизации z (которая в этом приближении есть функция температуры), однако фактически из-за некоторой зависимости z от плотности и важной роли возникающих при уменьшении плотности (и соответствующего увеличения z) окон прозрачности примерная зависимость (34), сохраняется и при учете линий [17].

Подставляя в это соотношение оценки (33) и (36), получим зависимость плотности от времени

$$\rho \sim \left(\frac{T^{5.5} A^4}{z^5} \frac{1}{t} \right)^{1/3}. \quad (38)$$

В соотношения (33)–(38) входит пока неопределенная величина заряда иона z . Для ее оценки можно воспользоваться уравнением Саха для многократной ионизации (7), а зависимость потенциалов ионизации I от z аппроксимировать томас-фермиевской зависимостью для z , не близких к Z ($z \ll Z$),

$$I \sim z^{4/3}. \quad (39)$$

Тогда, пренебрегая логарифмическими зависимостями в (7), получим

$$z \sim T^{3/4}. \quad (40)$$

Используя (31) и (40), получаем окончательно зависимости характерной плотности ρ и толщины слоя x от плотности потока излучения q , времени t и атомной массы A

$$\rho \sim \frac{q^{7/48} A^{4/3}}{t^{1/3}}, \quad (41)$$

$$x \sim ct \sim \frac{q^{7/32}}{A^{0.5}} t. \quad (42)$$

Интересно также оценить зависимость оптической толщины x/l_R от q , t и A . Используя (35), получим

$$\frac{x}{l_R} \sim q^{19/96} A^{1/6} t^{1/3}. \quad (43)$$

Оценки (41)–(43) показывают, что основные величины поверхностной плазмы очень слабо зависят от рентгеновского потока излучения. Тем не менее масса этой плазмы (произведение ρx) растет с ростом потока q как

$$\rho x \sim q^{0.36}. \quad (44)$$

Более заметно влияет на плазмообразование время действия излучения. Хотя плотность плазмы падает, но толщина слоя растет линейно со временем, и оптическая толщина плазмы также возрастает, так что для длинных импульсов излучения приближение лучистой теплопроводности должно становиться более оправданным.

Что касается атомной массы, то она определенно уменьшает толщину плазмы x (42), и ис-

пользование для электродов более тяжелых материалов может уменьшить шунтирование передающих линий и утечки тока.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Построена методика для описания процесса плазмообразования на поверхности конденсированного вещества под действием мощного МРИ. Плазмообразование описывается одномерными уравнениями магнитной гидродинамики с учетом переноса излучения.

Поскольку процессы переноса излучения для этой задачи играют ключевую роль, а линейчатый спектр является определяющим для нахождения россельандовых пробегов, предложена схема нахождения пробегов с учетом линейчатого спектра для произвольной многозарядной плазмы, основанная на ранее опубликованных данных. С использованием этой схемы найдены пробеги для плазмы железа при параметрах, характерных для плазмообразования на электродах в экспериментах на установке Ангара-5-1. Учет дискретного спектра в этом диапазоне уменьшает россельандовы пробеги примерно в 6 раз.

Проведенные расчеты показали, что характерные пробеги излучения в приэлектродной плазме в экспериментах на установке Ангара-5-1 оказываются порядка толщины слоя самой плазмы. Таким образом, с одной стороны, уравнения лучистой теплопроводности оказываются не вполне пригодными в условиях этих экспериментов, а с другой стороны, нельзя считать, что все излучение, приходящее на электрод, поглощается прямо в конденсированном веществе. В качестве параметра, характеризующего соотношение пробега и толщины слоя, можно использовать альбедо излучения α , т. е. отношение выходящего из плазмы потока излучения к падающему потоку. В условиях экспериментов на установке Ангара-5-1 $\alpha \sim 0.5$, тогда как в условиях применимости уравнения теплопроводности должно быть $\alpha \approx 1$, а в условиях поглощения прямо в конденсированном веществе $\alpha \ll 1$.

В условиях значительного альбедо стенок есть необходимость учета отраженного от стенок потока излучения. Оценки показывают, что в условиях экспериментов на установке Ангара-5-1 для плоской части электродов максимальный поток излучения на поверхность может

увеличиться за счет отраженного излучения приблизительно в 1.9 раза.

Магнитные поля в этих экспериментах сами по себе относительно небольшие (магнитная индукция составляла около 0.8 МГс) и не могут привести к плазмообразованию, но своим давлением сдерживают разлет плазмы, влияют на ее характерные величины и скорость разлета.

Одномерные расчеты, проведенные для условий этих экспериментов с учетом влияния магнитных полей (суммарная плотность потока энергии излучения, включая рассеянное, примерно 0.36 ТВт/см², время действия излучения около 15 нс, амплитуда тока примерно 2 МА), показали, что характерная температура плазмы составляет в этом случае около 40 эВ, плотность ~ 3 мг/см³, а ее скорость разлета около 60 км/с. Полученная в расчете скорость оказалась несколько меньше измеренной экспериментально с помощью РЭОПа (90 км/с), что, возможно, связано с неодномерным турбулентным разлетом плазмы или погрешностями эксперимента.

Оценки показывают, что основные величины поверхностной плазмы очень слабо зависят от рентгеновского потока излучения. Так, масса этой плазмы растет с ростом потока q как $px \sim q^{0.36}$. Более заметно влияет на плазмообразование время действия излучения. В зависимости от времени плотность плазмы падает, но толщина слоя увеличивается линейно со временем, и оптическая толщина плазмы возрастает, и для длинных импульсов излучения приближение лучистой теплопроводности должно становиться более оправданным. Зависимость от атомной массы вещества электродов такова, что она уменьшает толщину плазмы, и использование для электродов более тяжелых материалов может уменьшить шунтирование передающих линий и утечки тока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Айвазов И.К., Вихарев В.Д., Волков Г.С., Никандров Л.Б., Смирнов В.П., Царфин В.Я.* // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 2. С. 197.
2. *Spielman R.B., Deeney C., Chandler G.A., Douglas M.R., Fehl D.L., Matzen M.K., McDaniel D.H., Nash T.J., Porter J.L., Sanford T.W.L., Seamen J.F., Stygar W.A., Struve K.W., Breeze S.P., McGurn J.S., Torres J.A., Zagar D.M., Gilliland T.L., Jobe D.O., McKenney J.L., Mock R.C., Vargas M., Wagoner T.* // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. № 5. P. 2105.
3. *Александров В.В., Браницкий А.В., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Зурин М.В., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Самохин А.А., Сасоров П.В., Смирнов В.П., Федулов М.В., Фролов И.Н.* // Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 1. С. 99.
4. *Lebedev S.V., Beg F.N., Bland S.N., Chittenden J.P., Dangor A.E., Haines M.G., Kwek K.H., Pikuz S.A., Shelkovenko T.A.* // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. № 8. P. 3734.
5. *Alexandrov V.V., Frolov I.N., Fedulov M.V., Grabovsky E.V., Mitrofanov K.N., Nedoseev S.L., Oleinik G.M., Porofeev I.Yu., Samokhin A.A., Sasorov P.V., Smirnov V.P., Volkov G.S., Zurin M.V., Zukakishvili G.G.* // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2002. V. 30. № 2. P. 559.
6. *Cuneo M.E., Waisman E.M., Lebedev S.V., Chittenden J.P., Stygar W.A., Chandler G.A., Vesey R.A., Yu E.P., Nash T.J., Bliss D.E., Sarkisov G.S., Wagoner T.C., Bennett G.R., Sinars D.B., Porter J.L., Simpson W.W., Ruggles L.E., Wenger D.F., Garasi C.J., Oliver B.V., Aragon R.A., Fowler W.E., Hettrick M.C., Idzorek G.C., Johnson D., Keller K., Lazier S.E., McGurn J.S., Mehlhorn T.A., Moore T., Nielsen D.S., Pyle J., Speas S., Struve K.W., Torres J.A.* // Phys. Rev. E. 2005. V. 71. № 4. P. 046406.
7. *Yu E.P., Oliver B.V., Sinars D.B., Mehlhorn T.A., Cuneo M.E., Sasorov P.V., Haines M.G., Lebedev S.V.* // Phys. Plasmas. 2007. V. 14. № 2. P. 022705.
8. *Repin P.B., Rep'ev A.G., Orlov A.P., Repin B.G., Pokrovskiy V.S.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2018. V. 46. № 10. P. 3463.
9. *Завьялов Н.В., Гордеев В.С., Гришин А.В., Репин П.Б., Репьев А.Г., Орлов А.П., Репин Б.Г., Мозговой А.Л., Глушков С.Л., Пучагин С.Ю., Страбыкин К.В.* Проблемы физики высоких плотностей энергии // Труды Международной конференции “XVIII Харитоновские тематические научные чтения”. Саров, 2016. РФЯЦ–ВНИИЭФ, 2017. С. 115.
10. *Garanin S.F., Ivanova G.G., Karmishin D.V., Sofronov V.N.* // J. Appl. Mech. Tech. Phys. 2005. V. 46. № 2. P. 153.
11. *Awe T.J., Bauer B.S., Fuelling S., Siemon R.E.* // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 104. No. 3. P. 035001.
12. *Garanin S.F., Kuznetsov S.D., Atchison W.L., Reinovsky R.E., Awe T.J., Bauer B.S., Fuelling S., Lindemuth I.R., Siemon R.E.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2010. V. 38. № 8. P. 1815.
13. *Александров В.В., Грабовский Е.В., Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Предкова Е.И., Решетняк О.Б., Ткаченко С.И.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 2. С. 121.
14. *Гаврилов Н.Ф., Иванова Г.Г., Селин В.И., Софронов В.Н.* // ВАНТ. Сер.: Методики и программы. 1982. № 3(4). С. 11.

15. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
16. *Vujko A.M., Garanin S.F., Demidov V.A., Kostjukov V.N., Kuzjaev A.I., Kulagin A.A., Mamyshev V.I., Mokhov V.N., Petrukhin A.A., Piskarev P.N., Protasov M.S., Chernyshov V.K., Shvetsov V.A., Yakubov V.B.* // Megagauss Fields and Pulsed Power Systems / Ed. by V.M. Titov and G.A. Shvetsov. New York: Nova Science Publishers, 1990. P. 743.
17. Гаранин С.Ф., Кравец Е.М. // ЖЭТФ. 2012. Т. 142. № 5. С. 1052.
18. Гаранин С.Ф. Физические процессы в системах МАГО-МТФ. Саров: РФЯЦ–ВНИИЭФ, 2012.

PLASMA FORMATION ON THE SURFACE OF CONDENSED MATTER UNDER THE EFFECT OF POWERFUL X-RAY PULSE

S. F. Garanin^a, *[,] E. M. Kravets^a, **[,] and G. G. Ivanova^a

^aRussian Federal Nuclear Center—All-Russian Research Institute of Experimental Physics,
Sarov, Nizhny Novgorod oblast, 60719, Russia

*e-mail: SFGaranin@vniief.ru

**e-mail: EMKravets@vniief.ru

In a number of experiments, the surfaces of condensed matter, for example, the electrodes of pulsed power facilities, are exposed to powerful pulsed X-ray radiation with an energy flux density of $\sim 1 \text{ TW/cm}^2$. The source of this radiation can be, for example, Z-pinchers formed by current compression of multi-wire liners. Under the effect of this radiation, evaporation and plasma formation processes can occur on the surface of the electrodes. This paper provides a theoretical examination of these processes. In the case where the plasma layer thickness is small compared to the characteristic dimensions of the electrodes, plasma formation can be described by one-dimensional equations of magnetohydrodynamics taking radiation transfer into account. One-dimensional calculations performed for the experimental conditions at the Angara-5-1 facility (energy flux density coming from the pinch, $\sim 0.2 \text{ TW/cm}^2$, radiation exposure time $\sim 15 \text{ ns}$, electrode material Fe), have shown that the characteristic plasma temperature in this case is $\sim 40 \text{ eV}$, density $\sim 3 \text{ mg/cm}^3$, and its expansion speed is $\sim 60 \text{ km/s}$. It is interesting that the magnetic fields in these experiments, which are relatively small ($\sim 0.8 \text{ MG}$) and are incapable of leading to plasma formation, restrain the expansion of the plasma with their pressure and affect its characteristic values and expansion speed. The speed obtained in the calculation is somewhat less than that measured experimentally using an X-ray electron-optical converter ($\sim 90 \text{ km/s}$), that may be due to not one-dimensional turbulent plasma expansion or due to experimental errors.

Keywords: Z-pinch, X-ray pulse, magnetohydrodynamics