

УДК 533.95:537.84

## ДИФФУЗИЯ МЕГАГАУССНОГО ПОЛЯ В МЕТАЛЛ

С. Ф. Гаранин, Г. Г. Иванова, Д. В. Кармишин, В. Н. Софронов

Всероссийский научно-исследовательский институт  
экспериментальной физики, 607190 Саров  
E-mail: sfgar@vniief.ru

Решается плоская одномерная задача о диффузии мегагауссного поля в металлическую стенку с учетом теплопроводности и переноса излучения. Считается, что магнитное поле на границе постоянно, и в этом смысле задача близка к диффузионной автомодельной, в которой величины зависят от автомодельной переменной  $x/\sqrt{t}$ . Показано, что учет теплопроводности и переноса излучения приводит к тому, что реально в мегагауссных полях не происходит потери проводимости испаряемого (в рассматриваемой постановке при полях  $B > 1,6$  МГс) магнитным полем вещества, чему препятствует образование на границе плазменного слоя с температурой электронвольтового диапазона. Однако роль плазменного слоя в структуре скин-слоя остается небольшой вплоть до полей  $B \approx 10$  МГс.

Ключевые слова: диффузия, мегагауссные поля, теплопроводность.

**Введение.** Диффузия мегагауссных полей в металл играет важную роль как для генерации этих полей, так и для их многочисленных приложений, таких как разгон лайнеров под действием магнитного поля, и изучалась, начиная с самых первых классических работ, посвященных сильным магнитным полям. Теория нелинейной магнитной диффузии в металл представлена в монографии Г. Кнопфеля [1] и других монографиях и обзорах [2, 3], а широкий круг возникающих при этом явлений, таких как испарение металла и образование плазмы, рассматривался еще в классических работах Р. З. Людаева [4]. С тех пор в работах многочисленных исследователей в разных приложениях экспериментально и теоретически рассматривались вопросы диффузии сильных полей в металл (см., например, [5]). Однако в литературе нет примеров теоретического рассмотрения задач, решенных в наиболее простой постановке и учитывающих основные явления, возникающие при диффузии сильного магнитного поля в металл. Среди этих явлений принципиально важным является образование плазмы на границе металла.

Отсутствие ясности в вопросах диффузии сильного магнитного поля в металл приводит в некоторых работах к заблуждениям и неточностям. Во многих работах, в том числе в [4], бытует представление о происходящем при взрыве проводника образовании холодного непроводящего газа, расширяющегося от границы металла поперек поля. Однако из физических соображений и соответствующих расчетов следует, что реально этого в полях порядка нескольких мегагаусс не происходит. Действительно, излучение, выходящее с поверхности горячего металла с температурой электронвольтового диапазона, содержит жесткие кванты, которые ионизируют образованные пары и тем самым создают затравочную ионизацию. Для малых плотностей степень этой ионизации вблизи границы паров должна быть не зависящей от плотности. Таким образом, на границе паров будет иметь место проводимость постоянной величины в пределе сколь угодно малой плотности. Наличие электрического поля, возникающего из-за диффузии в металл и увеличенного движением паров поперек магнитного поля, вызовет джоулево тепловыделение в единице объема, не

зависящее от плотности и, значит, на единицу массы бесконечно большое при сколь угодно малой плотности на границе паров и вакуума. Это приведет к неизбежному пробоем газа, созданию плазменного поршня, препятствующего расширению газа, и образованию плазменного проводящего слоя вместо непроводящего расширяющегося газа, что и подтверждается расчетами.

Другое заблуждение, встречающееся в некоторых работах, в каком-то смысле противоположно первому. Оно связано с представлением об образовании на границе с металлом, даже при полях порядка одного мегагаусса, весьма горячей и сильно излучающей плазмы — аналогично магнитоприжатому разряду на поверхности изолятора, рассмотренному в работе [6]. Однако эти рассуждения неприменимы для рассмотрения разряда в плазме на поверхности металла, поскольку шунтирование разряда по плазме металлической проводимостью (даже уменьшенной из-за джоулева разогрева) резко уменьшает электрические поля в плазме, и в результате по ней протекает только небольшая доля тока даже при полях 10 МГс. При идеальной проводимости металла разряд по плазме вообще невозможен, поскольку энергия в этот разряд может поступать только от магнитного поля, а магнитная энергия не может уменьшиться, так как магнитному потоку некуда расширяться.

Во многих работах, в которых изучается движение лайнеров под действием сильного магнитного поля, соответствующие магнитогидродинамические (МГД) задачи рассматриваются без учета теплопроводности в плазменных слоях. Численные расчеты при таком рассмотрении могут (для не очень мелких сеток) давать правильные характеристики лайнеров в целом, однако надо иметь в виду, что такой подход содержит внутренние противоречия и при переходе к достаточно мелким сеткам не будет приводить к правильным результатам. Покажем это на примере лагранжевой сетки в одномерном расчете.

Поскольку в лагранжевом расчете без учета теплопроводности характерный масштаб массы образованной плазмы  $\rho x$  ( $\rho$  — плотность плазмы,  $x$  — толщина слоя) будет определяться разрешением сетки

$$\rho x \sim \Delta m, \quad (1)$$

рассмотрим поведение плазмы на этом масштабе, если характерные магнитное  $B$  и электрическое  $E$  поля определяются диффузией в прилегающий к плазме металл. Характерное давление в плазме будет определяться ее джоулевым нагревом:

$$p \sim \sigma E^2 t, \quad (2)$$

где  $\sigma$  — проводимость плазмы;  $t$  — характерное время. Для тонкого плазменного слоя с хорошей точностью должно выполняться условие равновесия

$$p \sim (\sigma E/c) Bx. \quad (3)$$

Из (1), (2) следует, что толщина слоя будет увеличиваться со временем как

$$x \sim cEt/B. \quad (4)$$

Подставляя в (2) зависимости для давления  $p \sim z\rho T$  ( $z$  — степень ионизации многократно ионизованной плазмы,  $T$  — характерная температура) и проводимости  $\sigma \sim T^{3/2}/z$ , с учетом (1) и (4) получаем

$$\frac{\sqrt{T}}{z^2} \sim \frac{B\Delta m}{E^3 t^2}. \quad (5)$$

Для многократно ионизованной плазмы при  $z \ll Z$  ( $Z$  — заряд ядра)  $z^{4/3} \sim T$ , и из (5) получаем, что температура в плазме  $T \sim E^3 t^2 / (B\Delta m)$  обратно пропорциональна разрешению сетки и будет расти со временем до тех пор, пока давление в плазме

$p \sim E^{17/4} t^{5/2} / (B(\Delta m)^{3/4})$  не сравняется с магнитным и плазма не заэкранирует металл. Если же плазма разогреется до уровня  $z \sim Z$  и  $z$  будет уже не зависеть от температуры, то рост температуры станет настолько быстрым, что его следует описывать дифференциальной формой (2), т. е.  $\rho dT/dt \sim T^{3/2} E^2$ , и, используя условие равновесия (3), для роста температуры получим

$$\frac{dT}{dt} \sim \frac{T^{5/4} E^{3/2}}{\sqrt{B\Delta m}}. \quad (6)$$

Из (6) следует, что если степень ионизации дойдет до уровня  $z \sim Z$ , то далее за конечное время  $\tau \sim \sqrt{B\Delta m} / E^{3/2} T_0^{1/4}$  ( $T_0$  — температура, соответствующая степени ионизации  $z \sim Z$ ) температура обращается в бесконечность, причем это время тем меньше, чем мельче сетка. Фактически, конечно, температура будет расти до тех пор, пока тепловое давление плазмы не сравняется с магнитным и не произойдет экранировка металла.

Таким образом, для достаточно мелких сеток в расчетах возможно получение плазменной экранировки скин-слоя в металле. Во многих случаях для реальных сеток эта экранировка может не успевать развиваться за интересующие времена. И поскольку при полях  $B < 10$  МГц при правильном учете плазменной области роль экранировки в ответвляемом от металла токе и вовлеченной в скин-слой массе плазмы невелика, ошибка при расчете (даже в несколько раз) может несущественно сказываться на поведении лайнера. В любом случае, однако, надо уметь оценивать характеристики плазменных слоев и понимать, что при неправильном их учете можно получить неверные результаты.

**Постановка одномерной задачи.** Диффузия магнитного поля в металл рассматривалась на примере диффузии из вакуума в полубесконечную медную стенку. Расчеты проводились в одномерной МГД-постановке на лагранжевой сетке. Считалось, что все величины зависят от координаты  $x$  и времени  $t$ , а магнитное  $B$  и электрическое  $E$  поля перпендикулярны друг к другу и к оси  $x$ . Принималось, что в начальный момент времени холодная медь занимает область  $x > 0$ , магнитное поле в этой области равно нулю, а на границе вещества задавалось магнитное поле как функция времени  $B_0(t)$ . В расчетах учитывались гидродинамическое движение, магнитная диффузия, электронная теплопроводность и лучистый теплоперенос в приближении “вперед-назад”. Используемые в расчетах уравнение состояния, проводимость, коэффициент электронной теплопроводности и пробеги излучения для меди представлены в работе [7].

Что касается граничного условия, определяющего распространение излучения, то здесь возможны два варианта: в одном случае считается, что все излучение с поверхности уходит (открытая система), а в другом — поток излучения на границе равен нулю (закрытая система), что возможно в случае, если магнитное поле диффундирует из полости, все стенки которой находятся в одинаковых условиях. Большинство расчетов проводились для открытой системы, и только некоторые (для сравнения) — для закрытой.

В большинстве задач рассматривался случай постоянного магнитного поля на границе с плазмой  $B_0 = \text{const}$ . Задача при этом становится близкой к автомодельной, и поэтому профили всех величин легко пересчитываются с одного момента времени на другие моменты. Действительно, для реальных не слишком малых времен (больше нескольких наносекунд) гидродинамические движения значительно обгоняют диффузию и можно считать, что полное давление (тепловое плюс магнитное) успевает выравняться по области скин-слоя. Магнитная диффузия и теплопроводность в этом случае должны давать зависимость всех величин только от автомодельной переменной  $x/\sqrt{t}$ . В принципе к отклонению от этой автомодельной зависимости мог бы привести перенос излучения в той фазе, когда пробег излучения становится сравнимым с толщиной плазменного слоя. Реально же в расчетах с  $B_0 = \text{const}$  получено хорошее согласие с автомодельной зависимостью.

В расчетах не учитывались некоторые явления, которые в принципе могли бы оказать определенное влияние на картину диффузии магнитного поля. Во-первых, используемое уравнение состояния не имело двухфазных (жидкость-пар) состояний. Распад на фазы в расчетах происходил автоматически, но только если вещество попадало в термодинамически неустойчивую область  $(\partial p / \partial \rho)_T < 0$ , и поэтому в расчетах допускались состояния перегретой жидкости и переохлажденного пара. В расчетах это приводило к тому, что не учитывалось некоторое испарение металла в вакуум при относительно невысоких полях  $B_0 < 1,5$  МГс, когда, возможно, не происходит образования плазмы. Однако влияние этого эффекта невелико. Расчеты с двухфазными уравнениями состояния показывают, что при полях  $B_0 \approx 1$  МГс испаряется не более нескольких процентов скин-слоя.

Во-вторых, перенос излучения рассматривался в приближении серого вещества и поэтому не мог детально передавать явлений пробоя газа и образования плазмы, о которых шла речь во введении. Эти тонкие явления могут представлять специальный интерес при изучении образования плазмы при относительно невысоких полях  $B_0 < 1,5$  МГс. Однако, как уже было сказано, эти эффекты касаются небольшой доли массы и в целом не очень существенны для описания диффузии поля в металл.

В-третьих, не учитывались зависимость коэффициентов электропроводности и теплопроводности от степени замагниченности плазмы, а также термоэлектрические явления (эффект Нернста). Вообще, эти эффекты могли бы сказаться на поведении плазмы вблизи границы с вакуумом, в той зоне, где перенос излучения еще не очень важен, поскольку в этой области степень замагниченности электронов  $\omega_e \tau_e$  может быть порядка единицы. Однако сама эта зона составляет небольшую долю от всего плазменного слоя, в основной массе которого значительна роль излучения, и поэтому неточность в ее описании практически не сказывается на описании скин-слоя в металле в целом.

**Результаты расчетов открытой системы для постоянного магнитного поля на границе.** Полученные в расчетах для  $B_0 = 1, 2, 5, 10$  МГс профили магнитного поля  $B(x)$ , плотности  $\rho(x)$  и температуры  $T(x)$  вещества на момент времени  $t = 1$  мкс представлены на рис. 1, из которого видно, как по мере увеличения магнитного поля меняется структура скин-слоя. При  $B_0 = 1$  МГс медь в скин-слое находится только в конденсированной фазе. При  $B_0 = 2$  МГс в структуре скин-слоя наряду с конденсированной фазой имеется двухфазная область жидкость-пар (на графике, представленном на рис. 1, б, колебания плотности в двухфазной области были сглажены) и область плазмы, которую также можно разделить на зону лучистой теплопроводности и зону электронной теплопроводности на границе с вакуумом, в которой излучение почти несущественно. Расчеты в рассматриваемой постановке задачи (открытая система,  $B_0 = \text{const}$ ) показали, что переход от однофазной структуры скин-слоя (рис. 1, а) к сложной многофазной (рис. 1, б) происходит примерно при  $B_0 = 1,6$  МГс. С ростом магнитного поля  $B_0$  двухфазная область в скин-слое исчезает, и при больших полях скин-слой (рис. 1, в, г) состоит только из конденсированной фазы и плазменной области, в которой можно выделить зону лучистой теплопроводности (с понижающейся в сторону вакуума температурой, что объясняется охлаждением плазмы из-за излучения, выходящего через поверхность) и зону электронной теплопроводности с растущей в сторону вакуума температурой. Следует отметить, что, как показано на рис. 1, г, при  $B_0 = 10$  МГс довольно большой вклад в нагрев вещества (соизмеримый с джоулевым нагревом) в плотной области вносит ударно-волновой нагрев, существенный для больших полей в этой постановке задачи, в которой магнитное поле прикладывается к поверхности мгновенно.

Плазменная область для всех полей  $B_0 \leq 10$  МГс невелика и составляет небольшую часть скин-слоя. Это подтверждают также данные таблицы, в которой для рас-

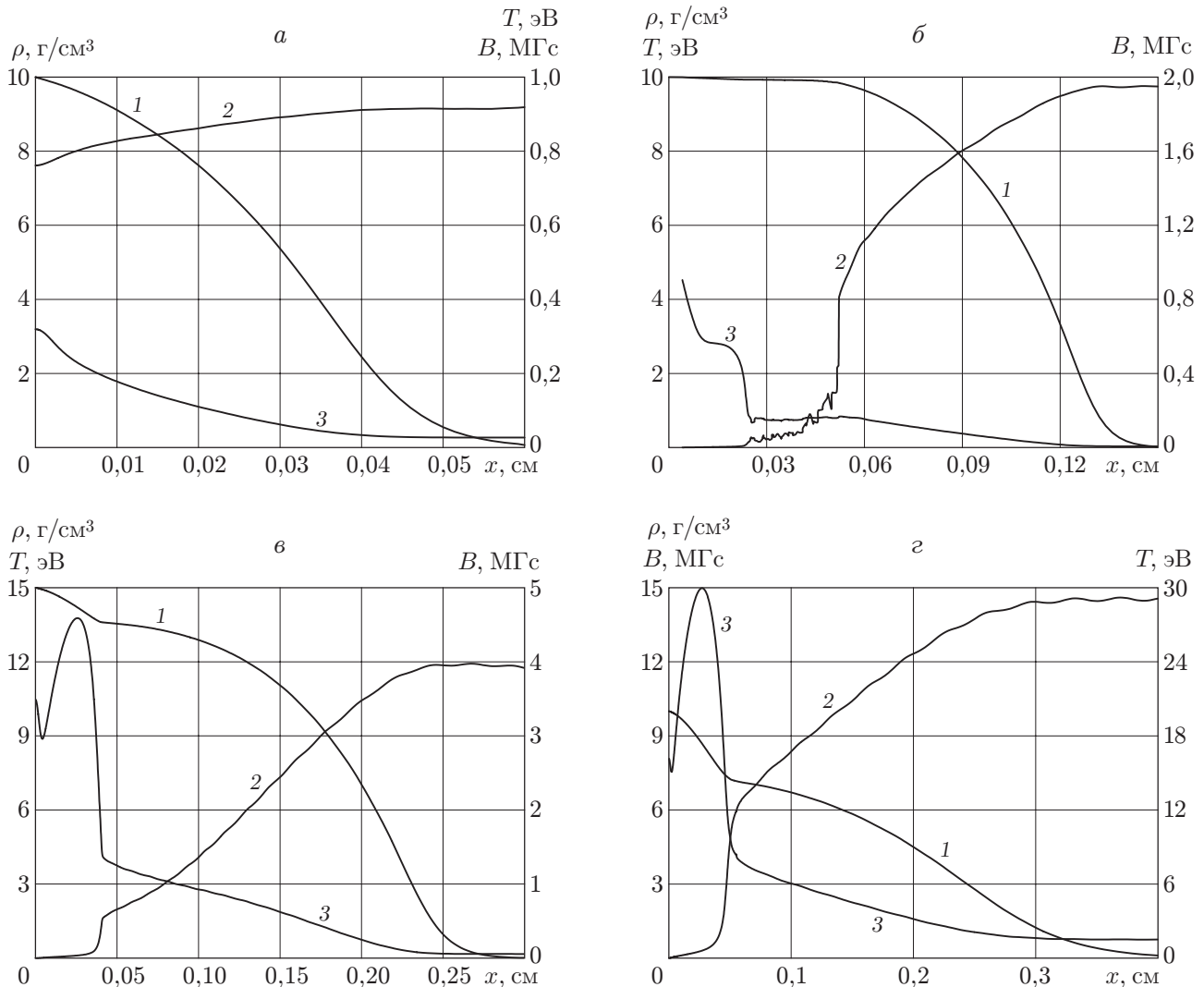


Рис. 1. Пространственные зависимости: 1 — магнитного поля  $B(x)$ , 2 — плотности  $\rho(x)$ , 3 — температуры  $T(x)$  вещества, полученные в расчете открытой системы для постоянного магнитного поля на границе  $B_0 = 1$  МГс (а); 2 МГс (б); 5 МГс (в); 10 МГс (г) на момент времени  $t = 1$  мкс

смаатриваемых полей представлены толщина скин-слоя  $x(t) = \frac{1}{B_0} \int B dx$  и его масса  $m(t) = \frac{1}{B_0} \int B \rho dx$  на момент  $t = 1$  мкс. Сравнение названных величин показывает, что средняя плотность вещества в скин-слое для этих полей довольно велика и соответствует плотности конденсированной фазы (хотя вряд ли можно говорить о конденсированной фазе в сильно нагретом ударной волной веществе при  $B_0 = 10$  МГс). Сама толщина скин-слоя как функция  $B_0$  быстро растет в диапазоне от 1 до 2 МГс из-за нелинейной диффузии и появления двухфазной и плазменной областей. Затем при больших полях толщина скин-слоя растет медленнее, и в диапазоне  $5 \div 10$  МГс рост прекращается, поскольку плотность вещества в области скин-слоя с ростом поля увеличивается, в том числе и в плазменной области. Интересно отметить, что во всем диапазоне  $1 \div 10$  МГс масса скин-слоя увеличивается с ростом поля монотонно, примерно по закону  $m \sim B_0^{0,72}$ . Согласно данным

| Магнитное поле $B_0$ , МГц | $x(t) = \frac{1}{B_0} \int B dx$ , см | $\frac{x(1 \text{ мкс})}{x(0,1 \text{ мкс})\sqrt{10}}$ | $m(t) = \frac{1}{B_0} \int B \rho dx$ , г/см <sup>2</sup> | $\frac{m(1 \text{ мкс})}{m(0,1 \text{ мкс})\sqrt{10}}$ | Доля тока, ответвляемого в области плазмы, % |
|----------------------------|---------------------------------------|--------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------|----------------------------------------------|
| 1                          | 0,0297                                | 1,00                                                   | 0,252                                                     | 1,00                                                   | 0                                            |
| 2                          | 0,106                                 | 1,03                                                   | 0,416                                                     | 1,00                                                   | 0,7                                          |
| 5                          | 0,175                                 | 1,03                                                   | 0,797                                                     | 1,01                                                   | 9                                            |
| 10                         | 0,168                                 | 1,03                                                   | 1,31                                                      | 1,04                                                   | 25                                           |

таблицы доля тока, ответвляемого в плазменной области, невелика для полей  $B_0 \leq 5$  МГц и только при  $B_0 = 10$  МГц составляет заметную величину.

Рассмотрим, насколько фактическая зависимость величин в скин-слое от времени близка к автомодельной, в которой все величины должны зависеть только от отношения  $x/\sqrt{t}$ . Приведенные в таблице величины  $x(t_2)\sqrt{t_1}/x(t_1)\sqrt{t_2}$  (где  $x(t)$  — толщина скин-слоя, а  $t_1$  и  $t_2$  — разные моменты времени) и  $m(t_2)\sqrt{t_1}/m(t_1)\sqrt{t_2}$  (где  $m(t)$  — масса скин-слоя), которые для строгой автомодельности должны быть равны единице, могут служить мерой отклонения от этой зависимости. Данные таблицы показывают, что, действительно, для всех рассмотренных полей динамика скин-слоя в этой постановке близка к автомодельной. Небольшие отклонения от автомодельности объясняются большей ролью излучения с увеличением времени, что приводит к уменьшению температуры плазменной области и, соответственно, к увеличению ее относительной толщины.

**Влияние граничных условий для излучения на структуру скин-слоя.** Рассмотрим, как изменится структура скин-слоя, если считать, что поток излучения на границе равен нулю (закрытая система). Примером такой ситуации может служить сжатие магнитного потока в полости. Соответствующие этому случаю профили магнитного поля  $B(x)$ , плотности  $\rho(x)$  и температуры  $T(x)$  вещества на момент времени  $t = 1$  мкс, полученные в расчете для  $B_0 = 2$  МГц, представлены на рис. 2.

Сравнение рис. 2 и рис. 1,б показывает, что, как и следовало ожидать, температура в плазменной области в закрытой системе оказывается несколько выше (в зоне лучистой теплопроводности в случае, представленном на рис. 1,б, она составляла около 3 эВ, а на рис. 2 — около 4 эВ). Заметно также уменьшение толщины двухфазной зоны в закрытой системе. В результате толщина скин-слоя в закрытой системе оказывается меньше, чем в открытой. Однако массы скин-слоя в обоих случаях оказываются примерно одинаковыми (в закрытой системе на 0,6 % меньше).

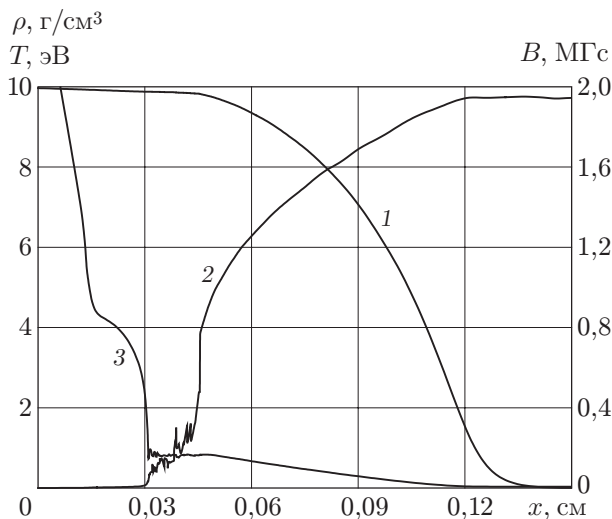


Рис. 2. Пространственные зависимости: 1 — магнитного поля  $B(x)$ , 2 — плотности  $\rho(x)$ , 3 — температуры  $T(x)$  вещества, полученные в расчете закрытой системы для постоянного магнитного поля на границе  $B_0 = 2$  МГц на момент времени  $t = 1$  мкс

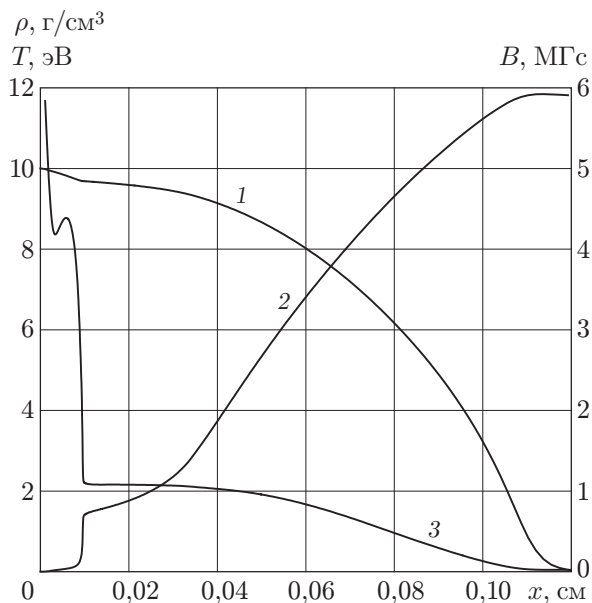


Рис. 3. Пространственные зависимости: 1 — магнитного поля  $B(x)$ , 2 — плотности  $\rho(x)$ , 3 — температуры  $T(x)$  вещества, полученные в расчете открытой системы для линейно растущего магнитного поля на границе с  $dB_0/dt = 5$  МГс/мкс на момент времени  $t = 1$  мкс

### Влияние плавного нарастания магнитного поля на структуру скин-слоя.

В представленных расчетах предполагалось, что магнитное поле мгновенно прикладывается к границе металла, а затем остается постоянным. В большинстве реальных задач магнитное поле на границе нарастает постепенно, и это, конечно, изменяет структуру скин-слоя. При плавно нарастающем поле в умеренно сильных полях магнитную диффузию в металл можно рассчитывать, не учитывая теплопроводность, чего нельзя сделать при мгновенном включении поля. Действительно, при мгновенном включении поля для автомоделного закона изменения электрического поля на границе  $E \sim 1/\sqrt{t}$  и интеграл по времени, соответствующий джоулеву нагреву на границе, будет расходиться на малых временах. Поэтому для описания нагрева вещества вблизи границы необходим учет теплопроводности, которая будет распределять выделяющееся вблизи границы тепло по некоторой области. В результате, если в задачах о диффузии умеренно сильного поля (до 1 МГс) в металл объемный джоулев нагрев при плавно нарастающем поле равен примерно  $B^2/(8\pi)$  [1], то при мгновенном включении поля он вблизи границы существенно больше (примерно в 2,6 раза для случая, представленного на рис. 1, а).

Для иллюстрации того, как влияет плавное нарастание магнитного поля на границе на структуру скин-слоя в мегагауссных полях, на рис. 3 представлены профили магнитного поля  $B(x)$ , плотности  $\rho(x)$  и температуры  $T(x)$  вещества на момент времени  $t = 1$  мкс, полученные в расчете с линейно растущим по времени магнитным полем с  $dB_0/dt = 5$  МГс/мкс, так что к моменту  $t = 1$  мкс магнитное поле на границе равно 5 МГс. Сравнивая рис. 3 и рис. 1, в, можно видеть, что нагрев скин-слоя при плавно нарастающем магнитном поле в случае мегагауссных полей также меньше, чем при мгновенном включении. Соответственно, образование плазменного слоя при плавно нарастающем магнитном поле происходит при более высоких магнитных полях, чем при мгновенном включении. В этом расчете образование плазмы произошло, когда магнитное поле на границе достигло значения 3 МГс, почти вдвое большего, чем при мгновенном включении.

**Заключение.** При взрыве проводника, происходящем при полях, превышающих  $B \approx 1,5 \div 3$  МГс, происходит образование плазменного проводящего слоя на границе с вакуумом. Роль этого слоя при полях  $B < 10$  МГс в ответвляемом от металла токе и вовлеченной в скин-слой массе плазмы невелика, однако является принципиально важной, поскольку при неправильном его учете (например, в численных расчетах без теплопроводности на

достаточно мелких сетках) может привести к полному ответвлению тока в плазменный слой. Для правильного описания процессов скинирования мегагауссных полей в металле необходим учет электронной теплопроводности и лучистого теплопереноса.

При магнитных полях на границе металла, превышающих  $B_0 \approx 1,5 \div 3$  МГс, скин-слой состоит из области конденсированной фазы с плотностью порядка начальной, двухфазной области жидкость-пар и плазменной области, которую также можно разделить на область лучистой теплопроводности и область электронной теплопроводности на самой границе с вакуумом. Двухфазная область жидкость-пар образуется при полях  $B_0 \approx 1,5 \div 4$  МГс, в зависимости от динамики магнитного поля на границе и граничных условий по излучению.

Численные расчеты диффузии мегагауссных полей с постоянным магнитным полем на границе  $B_0 = \text{const}$  показали, что для всех полей в диапазоне  $B < 10$  МГс для времен больше нескольких наносекунд зависимость всех величин в скин-слое с хорошей точностью описывается автомодельной зависимостью (от переменной  $x/\sqrt{t}$ ).

Сравнение закрытой и открытой систем показывает, что температура в плазменной области в закрытой системе оказывается несколько выше (например, для  $B_0 = 2$  МГс в зоне лучистой теплопроводности в открытой системе она составляла около 3 эВ, а в закрытой — около 4 эВ).

При плавно нарастающем магнитном поле нагрев скин-слоя оказывается существенно меньшим, чем при мгновенном включении. Соответственно, образование плазменного слоя в этом случае происходит при более высоких магнитных полях, чем при мгновенном включении.

Авторы выражают благодарность А. М. Буйко, В. Б. Якубову и Л. Н. Пляшкевичу за полезные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Кнопфель Г.** Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972.
2. **Herlach F.** Megagauss magnetic fields // Reports Progr. Phys. 1968. V. 31, pt 1. P. 341–417.
3. **Fowler C. M.** Losses in magnetic flux compression generators. Pt 1: Linear diffusion // LANL Report LA-9956-MS, 1984; Pt 2: Radiation losses // LANL Report LA-9956-MS, 1986.
4. **Людаев Р. З.** Элементарная теория магнитной кумуляции // Мегагауссная и мегаамперная импульсная технология и применения: Тр. Седьмой междунар. конф. по генерации мегагауссных магнитных полей и родственными экспериментам. Саров: Всерос. науч.-исслед. ин-т эксперим. физики, 1997. Т. 1. С. 86–114.
5. **Бууко А. М., Burenkov O. M., Zmushko V. V., et al.** On the feasibility to achieve high pressures with disk ENG driven impacting liners // Digest of Technical Papers, Pulsed Power Plasma Science – 2001, Las Vegas, 2001. V. 1. P. 516–519.
6. **Гаранин С. Ф.** Диффузия сильного магнитного поля в плотную плазму // ПМТФ. 1985. № 3. С. 8–14.
7. **Гаранин С. Ф., Мамышев В. И.** Остывание замагниченной плазмы на границе со взрывающейся металлической стенкой // ПМТФ. 1990. № 1. С. 30–37.

*Поступила в редакцию 25/VI 2004 г.*