

УДК 533.95:621.31

ПРЯМОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ ОБЛАКОВ ЛАЗЕРНОЙ И ТЕРМОЯДЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПРИ ИХ РАЗЛЁТЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ю. П. Захаров, А. В. Мелехов, В. Г. Посух, И. Ф. Шайхисламов

Институт лазерной физики СО РАН, 630090 Новосибирск

Рассмотрены физические и электротехнические основы перспективного метода прямого преобразования кинетической энергии разлетающегося облака плазмы в электрическую за счет индуктивной генерации токов в замкнутых нагрузочных витках, охватывающих плазму и ориентированных поперек внешнего магнитного поля. В результате анализа процессов торможения плазмы магнитным полем и передачи ее энергии в индуктивную нагрузку получены общий вид решения задачи и ее безразмерные параметры, определяющие радиус торможения, ток витка и теоретическое значение КПД такого преобразования. Оценена роль основных физических эффектов, в том числе паразитных (неустойчивости и джоулев нагрев плазмы), влияющих на реальную величину КПД. На основе сравнения полученных результатов с данными экспериментов, проведенных на стенде КИ-1 с облаками лазерной плазмы, и результатами известных численных расчетов показано, что в оптимизированном варианте рассматриваемого метода преобразования энергии лазерного термоядерного синтеза может быть достигнута эффективность до 30 %.

Введение. В связи с развитием программы создания лазерных установок мегаджоульного уровня типа NIF (США), LMJ (Франция) и KONGOH (Япония) для осуществления реакции лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) в последние годы вновь возник интерес к методу прямого преобразования термоядерной энергии в импульсных системах с магнитным полем [1–4]. В основе метода лежит идея, предложенная Л. А. Арцимовичем [1], а применительно к ЛТС — авторами работы [2]. Эта идея состоит в использовании витков, охватывающих расширяющуюся диамагнитную плазму, в которых при вытеснении плазмой внешнего магнитного поля и возбуждении за счет этого индуктивной электродвижущей силы (ЭДС) должны генерироваться токи J при наличии нагрузки. Предельное значение эффективности преобразования до 80 % начальной кинетической энергии E_0 плазменного шара (рассматриваемого как сверхпроводник) при остановке его расширения однородным магнитным полем B_0 без витков при значении радиуса $R_b \approx (3E_0/B_0^2)^{1/3}$ найдено в работе [5]. Данное значение определялось через изменение полной энергии магнитного поля, связанное с формированием диамагнитной каверны плазмы предельного радиуса $R_c = R_b$, внутри которой поле $B = 0$ (снаружи магнитное возмущение имеет дипольную структуру). Первые оценки эффективности преобразования плазменной энергии в электрическую (порядка 50 %) при наличии замкнутых витков получены при разработке ракетного двигателя с использованием термоядерных микровзрывов [3]. Эффективность такого преобразования впервые исследована количественно методом частиц (Particles In Cells (PIC)) в двумерных численных расчетах (D-³He)-реактора ЛТС на основе идеализированной гибридной модели [6] плазмы (без учета ее неустойчивостей и нагрева).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 98-02-17833).

Полученное в расчетах для режима омической нагрузки витков значение максимальной эффективности составляет примерно 20 %, а в режиме их короткого замыкания — вплоть до предельного значения 80 % (в системе из пяти витков). Однако из-за невозможности описания такой моделью всех принципиально важных в рассматриваемой задаче процессов преобразования энергии плазмы в поле и применения в работе [6] необоснованного подхода к определению запасаемой (“полезной”) индуктивной энергии короткозамкнутых витков возникает необходимость дальнейшего анализа этих процессов и экспериментальной проверки результатов численных расчетов [6].

“Обычная” лазерная плазма (не термоядерного синтеза) подобна плазме ЛТС-микровзрыва. Использование ее облаков с большим числом частиц (до $N_i \sim 10^{19}$) и энергией до $E_0 \approx 300$ Дж [4, 7], а также с близкой к сферически-симметричной геометрией разлета (с умеренной скоростью фронта $V_0 \approx 100 \div 200$ км/с ионов заряда z и малой массы с отношением $\langle m/z \rangle \approx 2 \div 3$ а.е.м.) позволяет не только исследовать фундаментальные процессы взаимодействия плазмы с магнитным полем [7–11], но и прямо смоделировать [4, 10–12] рассматриваемый способ преобразования энергии ЛТС. Отметим, что несмотря на большое количество экспериментов с лазерной плазмой в магнитном поле, лишь некоторые из них были проведены с облаками лазерной плазмы, необходимыми для моделирования. Ни в одной из работ вопросы, связанные с индукционным преобразованием энергии, специально не исследовались (за исключением [2, 10], где приведены некоторые данные по генерации ЭДС). Эффективность всех других изученных способов преобразования (в основном за счет использования эффекта термоЭДС) не превышает 1–2 %.

Исследование индукционного метода преобразования энергии ЛТС требует как общего анализа физических процессов вытеснения поля плазмой и связанных с ними трансформаций ее энергии, так и постановки модельного эксперимента. Последнее особенно важно, так как многие из указанных процессов не могут быть описаны обычными МГД-уравнениями (или адекватно воспроизведены в чисто бесстолкновительных расчетах методом PIC) при условии, что ларморовский радиус ионов конечен ($R_h \leq R_b$). Такое соотношение для значений “направленного” ларморовского радиуса ионов $R_h = mcV_0/(ezB_0)$ характерно для параметров разрабатываемых ЛТС-реакторов с полем [6] и может привести к аномально быстрому развитию желобковой неустойчивости облака [11], усиленному прониканию в него поля с турбулентной частотой ν_{ef} столкновения электронов (массой m_e): $\nu_{ef} \approx 0,3eB_0/(m_e c) = 0,3\omega_{ce}$ [7, 10] и их нагреву [7, 8, 11, 13]. Влияние этих и других эффектов на процессы прямого индукционного преобразования энергии облака и его реальное значение КПД η впервые исследовано в ходе эксперимента “Генератор” [12] на лазерном стенде КИ-1 (рис. 1).

Генерация тока в витке и дополнительное торможение им плазмы. Для анализа процессов преобразования энергии плазмы в электрическую рассмотрим идеальную систему, состоящую из сверхпроводящих и центрированных сферы радиуса R_c и замкнутого круглого витка радиуса R_t во внешнем магнитном поле, перпендикулярном плоскости витка, в котором исходный ток $J = 0$ при $R_c = 0$ (до начала разлета сферы диамагнитной плазмы). В рамках простейшего (нулевого) приближения, если пренебречь обратным действием на плазму поля B_t тока витка и уменьшением его индуктивности L_0 , легко оценить (в системе СГС) величину генерируемого тока как $J_0 = c\Delta\Phi/L_0$ [11], исходя из условия сохранения полного начального потока поля $\Phi_0 = \pi R_t^2 B_0$ внутри витка и учитывая вытеснение его части $\Delta\Phi$ плазмой. Если считать, что индуцируемый в витке ток должен компенсировать уменьшение в нем потока $\Delta\Phi = \Phi_0(R_c/R_t)^3$, связанное только с полным вытеснением начального поля B_0 из объема плазмы (без учета добавочного поля B_t), а ее диамагнитная каверна может расширяться до $R_c = R_t$, то ток в витке с собственной индуктивностью $L_0 \approx 4\pi R_t \ln G \approx 10\pi R_t$ (при толщине вит-

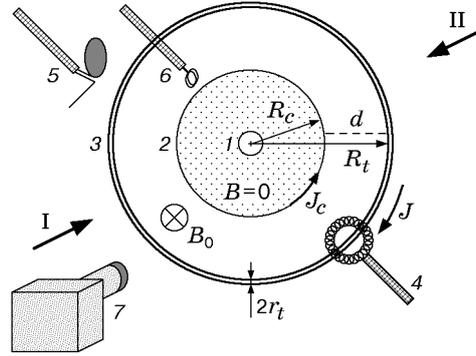


Рис. 1. Схема эксперимента "Генератор":

1 — сферическая лазерная мишень, 2 — облако лазерной плазмы, 3 — замкнутый нагрузочный виток, 4 — пояс Роговского, 5 — двойной зонд Ленгмюра, 6 — экранированный магнитный зонд, 7 — электронно-оптический преобразователь (или монохроматор МДР-12 с ФЭУ), I, II — пучки CO_2 -лазера с полной энергией 100 Дж в импульсе длительностью 100 нс

ка $2r_t$ и его геометрическом параметре $G = R_t/r_t$) может достигать предельной величины $J_{0,\max} = c\Phi_0/L_0 \approx 0,1cR_c^3B_0/R_t^2 \approx 0,1cR_tB_0$. Поэтому, если выбрать оптимальный для нулевого приближения размер витка $R_t \approx R_b$, то максимально возможная индуктивная энергия одного витка ($W_{0,\max} = L_0J_{0,\max}^2/(2c^2) \sim R_c^6/L_0$) может составлять до 50% значения E_0 .

Приведенные оценки подтверждают высокую эффективность данной системы преобразования энергии плазмы. Однако из этих же оценок следует, что даже в рамках модели сверхпроводников реальное значение эффективности может быть существенно меньше идеальной величины КПД $\eta_0 = W_{0,\max}/E_0 \approx 50\%$ в основном вследствие сильной зависимости тока от радиуса каверны (который не может достигнуть R_b из-за дополнительного торможения плазмы полем витка), а также уменьшения индуктивности витка в присутствии сферы. Проанализируем противоположное влияние этих факторов на величину тока, генерируемого в замкнутом витке сферическим облаком плазмы, расширяющимся без изменения формы в магнитном поле.

Реальная индуктивность витка, его ток и "полезная" энергия. Индуктивность витка в присутствии сверхпроводящей сферы за счет эффекта их взаимной индукции M уменьшается до величины $L = L_0 - \Delta L \equiv L_0 - R_tF$ [14–16]. Это выражение можно представить в виде $L = L_0(1 - \Delta L/L_0) \approx L_0(1 - KX^3)$ с учетом найденной аппроксимации $\Delta L/L_0 \approx KX^3$ (при $K \approx 3,6/\ln G$ и $0,5 \leq X \leq 0,9$) для $X = R_c/R_t$ и табулированной в [14] функции $F(k)$, где $k = 2X/(1 + X^2)$. Используя при этом метод изображений [15] с заменой системы виток — сфера на эквивалентную (по магнитному полю вне сферы) систему виток — мнимый виток (с обратным током изображения $J_- = JR_t/R_c$ на радиусе R_c^2/R_t внутри сферы) позволяет определить также генерируемый ток витка исходя из условия сохранения полного потока внутри него и анализа баланса его изменений. Такой баланс включает уменьшение потока вследствие как вытеснения поля плазмой $\Delta\Phi = \Phi_0X^3$, так и вклада потока M_-J_-/c от взаимной индукции $M_- = R_cF$ тока витка и его изображения. Этот суммарный эффект уменьшения потока должен компенсироваться его увеличением за счет тока витка L_0J/c . Тогда из общего условия баланса $\Delta\Phi + M_-J_-/c = L_0J/c$ следует искомое соотношение $\Delta\Phi = (L_0 - R_tF)J/c \equiv LJ/c$ для определения тока $J(X) = J_{0,\max}X^3/(1 - KX^3)$. Соответствующая реальная индуктивная энергия витка при максимальном значении его тока J_{\max} равна $W_{\max} = LJ_{\max}^2/(2c^2)$.

Для определения “полезной” доли W_{\max} , которую можно передать в нагрузку, был проведен анализ цилиндрической задачи, где значения L , M известны, а работу плазмы при вытеснении поля и изменение его энергии можно определить точно [6]. Результаты теоретического и численного анализа задачи показали, что процесс зарядки емкостной нагрузки C (включаемой, согласно [6], в момент остановки плазмы и максимума тока J_{\max}) и накопления энергии $W_C = CU^2/2$ за время $(\pi/2)\sqrt{LC}/c \ll R_b/V_0$ может быть описан уравнением $L(d^2J/dt^2) + c^2J/C = 0$ с постоянным значением L , соответствующим максимуму $X = R_c/R_t$. В этом приближении неподвижной плазмы (в процессе зарядки емкости) достигается значение $W_C = W_{\max}$, составляющее до 40% значения E_0 , а оставшаяся энергия плазмы (в виде индуктивной энергии ее диамагнитного тока) после окончания зарядки и размыкания цепи нагрузки [6] переходит в нагрев плазмы, связанный с прониканием в нее поля на поздней стадии. Расчеты показывают, что в такой цилиндрической задаче возникающее при зарядке емкости (и уменьшении тока $J \rightarrow 0$) расширение плазмы приводит к росту отношения W_C/E_0 не более чем до 60% при максимальном радиусе плазмы $R_c < R_t$. Однако поскольку значение $\eta \approx 50\%$ в идеализированном цилиндрическом случае достигается за время, существенно большее характерного времени торможения плазмы $t_* \approx 1,3R_b/V_0$, в реальных условиях возможного развития аномальных желобковых неустойчивостей (более быстрых, чем МГД-типа) или падения давления плазмы из-за разлета вдоль поля это значение КПД можно считать близким к максимальному.

Отметим, что качественно сходный результат, состоящий в том, что в нагрузку передается не более 50% работы плазмы, затраченной на преодоление давления поля, получен ранее в расчетах цилиндрического индукционного МГД-генератора [17]. Следовательно, приведенное выше выражение для преобразованной “полезной” энергии вида $W_{\max} = LJ_{\max}^2/(2c^2)$ для емкостной нагрузки (или столь же эффективной малоомной резистивной нагрузки, которая должна быть постоянно включена в цепь с преимущественно индуктивным импедансом) может являться нижней оценкой реальной эффективности данного метода прямого преобразования энергии разлетающейся плазмы.

Остановка расширения сферы магнитным полем внутри витка. Максимальный радиус R_c разлета диамагнитной (сверхпроводящей) сферы в плоскости витка с учетом его поля B_t можно определить двумя способами. Первый основан на условии равенства динамического давления плазмы P_c при ее остановке давлению полного поля на ее поверхности, которое в плоскости витка можно представить в виде $B_* = 1,5B_0 + 2B_t$ (с учетом “дипольно” вытесненного сферой поля B_0 [5] и поля “изображения” тока витка внутри нее [15]). Для упрощения дальнейшего анализа полное поле B_* можно заменить осредненной величиной $\langle B_* \rangle = B_0/(1 - X^2)$ (с погрешностью примерно 30%), следующей из закона сохранения полного потока поля Φ_0 в зазоре шириной $d = R_t - R_c$. Следуя [5] и считая, что давление P_c определяется заторможенным до скорости $V \approx V_0/2$ (и “зеркально” отраженным от границы) потоком плазмы с “невозмущенной” концентрацией ионов $n_{i0} = 3N_i/(4\pi R_c^3)$, из условия баланса давлений $\langle B_* \rangle^2/(8\pi) = n_{i0}\langle m \rangle V_0^2/2$ получим уравнение для определения максимального радиуса $R_c \equiv XR_t$ по модели давления:

$$0,7\beta X \approx (1 - X^2)^{2/3}, \quad (1)$$

где $\beta = R_t/R_b$ — основной критерий подобия задачи. При $\beta \gg 1$ из (1) следует очевидное решение $R_c \approx R_b$ для случая без витка.

Второй способ определения R_c с использованием энергетической модели взаимодействия сферы с током витка основан на определении потенциальной энергии $J^2(X)\Delta L/c^2$ такого взаимодействия [16]. Полагая, что в момент остановки расширения сферы энергия взаимодействия может быть равна доле энергии облака E_0/γ , получим соответствующее

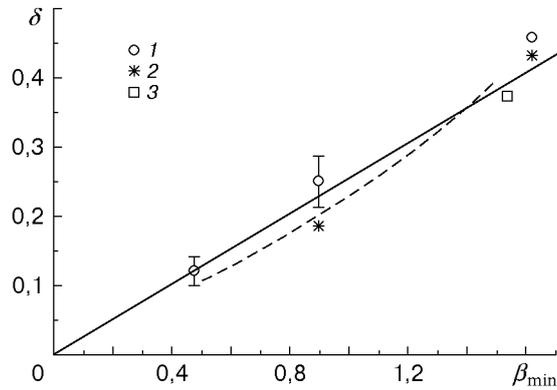


Рис. 2. Зависимость минимальной величины безразмерного зазора δ от критерия подобия задачи β_{\min} :

сплошная линия — зависимость $\delta \approx \beta_{\min}/4$, штриховая — решения уравнений (1), (2) на основе баланса давления и энергии соответственно; 1, 2 — результаты измерений магнитным зондом и электронно-оптическим преобразователем соответственно; 3 — данные двумерных расчетов [6]

уравнение

$$0,7\beta X^2 \approx [(1 - KX^3)/\gamma]^{1/3} \tag{2}$$

с ограниченной областью его применимости при $\beta \leq 2,5$ (в таком упрощенном подходе не учитывается потенциальная энергия взаимодействия сферы с полем B_0). Анализ численных решений уравнений (1), (2) показывает, что в интервале значений от $\gamma = 8$ (для $\ln G \approx 3,5$) до $\gamma = 3$ (для $\ln G \approx 1,6$) эти уравнения при $0,2 \leq \beta \leq 2$ дают зависимости $X(\beta)$, которые незначительно отличаются от линейной функции $\delta = \beta/4$ ($\delta = d/R_t \equiv 1 - X$ — безразмерный зазор между сферой и витком), хорошо описывающей как известные данные расчета ЛТС-реактора по двумерной PIC-модели [6], так и данные эксперимента “Генератор”. Это следует из рис. 2, на котором представлена зависимость минимального безразмерного зазора $\delta = d/R_t^{\min}$ (между плазмой или ее каверной и витком третьего типа (см. таблицу)) в направлении поперек лазерных лучей от модифицированного критерия подобия задачи $\beta_{\min} = R_t^{\min}/R_b^{\min}$, учитывающего одинаково ориентированные эллиптические конфигурации витка (с полуосью R_t^{\min}) и каверны с минимальным радиусом R_b^{\min} в том же направлении.

Максимальный ток и энергия витка. Полученное в результате решения уравнений (1), (2) выражение для величины зазора $\delta \approx \beta/4$ между круговым витком и сферой в момент ее остановки является основой для расчета тока витка, достигающего в это время

Тип витка	Конфигурация	R_t^{\min} , см	R_t^{\max} , см	$\ln G^*$	L_0 , см	E_0 , Дж	B_0 , Гс	J_{\max} , кА	η_{0t} , %	η_t , %	β_*
1	Круг	7,5	7,5	3,2	310	8 8	500–620 220	1,8 2	20 —	9 7,5	1 0,5
2	Эллипс	4,5	10,5	3,1	340	8 1	500–620 500–620	1,8 0,5	20 —	9,5 7	1,1 1,9
3	Эллипс	6,5	12,5	3,9	450	8 1	500–620 500–620	1,3 0,5	23 30	8 10 ± 3	1,2 2,2

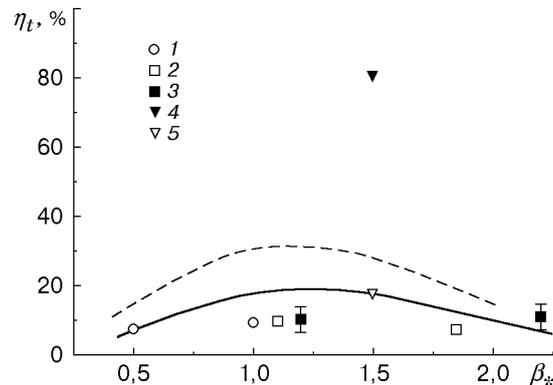


Рис. 3. Зависимость КПД прямого преобразования энергии взрывающейся плазмы в электрическую от критерия β_* :

сплошная линия — теоретические значения η_t (4) при $K^* \approx 0,55K = 2/\ln G$ и $\ln G \approx 3,2$, штриховая — то же при $\ln G + 0,33 \approx 2,2$; 1–3 — экспериментальные значения КПД для соответствующих типов витков при $\ln G^* = 3,2 \div 3,9$; 4 — результаты расчетов по двумерной модели [6] “потенциальной” эффективности η_{0t} при $\ln G \approx 3,2$; 5 — то же для реального значения η_t

максимальной величины:

$$J_{\max}(\beta) = J_{0,\max} X^3 / (1 - KX^3) \equiv J_{0,\max} \psi(X), \quad (3)$$

в зависимости от функции $\psi(X) = X^3 / (1 - KX^3)$, параметра $K \approx 3,6 / \ln G$ и значения $X(\beta) = 1 - \delta \approx 1 - \beta/4$, определяемого начальными условиями задачи через критерий $\beta = R_t/R_b$. Аналогичным образом можно показать, что выражение для максимальной “полезной” энергии тока витка $W_{\max} = LJ_{\max}^2 / (2c^2)$, полученное в результате анализа цилиндрической задачи для полной схемы преобразования с запасом энергии в конденсаторах [6], будет определяться этими же величинами K и β . Для этого рассмотрим систему из трех независимых витков, которая соответствует условиям расчетов [6] эффективности энергопреобразования. В частности, в этих расчетах установлено, что два боковых витка дают вместе примерно столько же энергии, сколько один центральный (если он расположен в плоскости ЛТС-мишени, а боковые, равного с ним радиуса, смещены на расстояние $Z = \pm R_t/2$ вдоль поля); два других, более удаленных витка практически не вносят вклада в КПД. Величину относительной эффективности боковых витков можно оценить исходя из общего выражения для уменьшения потока поля внутри витка из-за вытеснения плазмой $\Delta\Phi = \Phi_0 X^3 / (1 + \alpha^2)^{3/2}$ для произвольного (по Z) случая расположения витков, характеризуемого параметром $\alpha = Z/R_t$. Тогда теоретическое значение полного КПД преобразования такой системы из трех витков равно $\eta_t \approx 2W_{\max}/E_0$ и с учетом (3) определяется функцией

$$\eta_t \approx 0,037[\beta(4 - \beta)]^3 \psi(\beta) / \ln G, \quad (4)$$

график которой представлен на рис. 3 ($\beta_* = R_t^*/R_b^{\min}$ — обобщенный критерий, $R_t^* = (R_t^{\min} + R_t^{\max})/2$ — средний радиус витка, позволяющий учитывать его эллиптичность в эксперименте). Из анализа теоретической кривой $\eta_t(\beta_*)$, построенной на рис. 3 при $\ln G \approx 3,2$, $K^* \approx 0,55K = 2/\ln G$ (значение параметра K скорректировано на основе экспериментальных данных), следует, что при $\beta \approx 1,2$ она достигает максимума $\eta_{t,\max} \approx 19\%$. “Потенциальная” эффективность, вычисленная в [6] по формуле $\eta_{0t} \approx 2W_0/E_0 \approx 80\%$ при $W_0 = J_{\max}\Phi_0/(2c)$ и том же значении $\ln G$, хорошо соответствует вычисленной по формуле (4), если учесть соотношение между η_{0t} и $\eta_t \sim W_{\max} = LJ_{\max}^2/(2c^2) \equiv J_{\max}\Delta\Phi/(2c)$. Из этого соотношения следует, что при одной и той же силе тока J_{\max} должно быть $\eta_t =$

$\eta_{0t}\Delta\Phi/\Phi_0 = \eta_{0t}X^3 \approx 0,24\eta_{0t} \approx 20\%$ для $X \approx 0,63$, соответствующего значению $\beta \approx 1,5$ в расчетах. Отметим, что даже наибольшее теоретическое значение КПД $\eta_{t,\max} \approx 32\%$ (достигаемое, согласно рис. 3, при $\beta \approx 1,1 \div 1,2$ и минимально допустимом значении $\ln G \approx 2,2$, при котором справедлива формула (4)) в рамках модельной задачи о торможении сферы не противоречит закону сохранения полной энергии в системе. В этом случае за счет уменьшения радиуса каверны R_c (по сравнению с ее радиусом R_b без витков) основная энергия ее поверхностного тока J_c (вытесняющего поле B_0 и создающего каверну), как следует из оценок, будет равна $(R_c/R_b)^3 E_0$, что составит только около 30% значения E_0 , и перейдет в нагрев плазмы. Экспериментальные значения КПД, представленные на рис. 3 (см. также таблицу), определяются по формуле $\eta_t = 2W_{\max}/E_0 = LJ_{\max}^2/(c^2 E_0)$ для трехвитковой системы. Так же для трехвитковой системы определяется “потенциальная” эффективность η_{0t} с учетом полной площади витка [6] для нахождения Φ_0 : $\eta_{0t} = J_{\max}\Phi_0/(cE_0)$. Экспериментальные данные для η_t получены при $\beta_* \approx 1$ в основном режиме опытов, при $\beta_* \approx 0,5$ — в уменьшенном поле $B_0 \approx 220$ Гс, а при $\beta_* \approx 2$ — за счет уменьшения энергии плазмы до E_0 порядка 1 Дж.

Моделирование преобразования энергии ЛТС в эксперименте “Генератор”.

Основным физическим безразмерным параметром, определяющим эффективность взаимодействия разлетающихся после взрыва плазменных облаков с магнитным полем в вакууме, является найденный в экспериментах [7, 9] на установке КИ-1 параметр замагниченности ионов $\varepsilon_b = R_h/R_b$. Опытным путем установлено, теоретически обосновано и подтверждено (согласно π -теореме) на основе анализа размерностей [18], что при $N_i \gg 1$, $V_0/c \ll 1$ и $zm_e/m \ll 1$ параметр ε_b является основным критерием подобия задачи с критическим значением $\varepsilon_b^* \approx 1,3 \div 1,7$. Только при значениях $\varepsilon_b \leq \varepsilon_b^*$ (когда скорость диффузии поля с $\nu_{ef} \approx 0,3\omega_{ce}$ меньше V_0) облако плазмы может существенно тормозиться полем до скорости $V \approx V_0/2$ на радиусе R_b и создавать диамагнитную каверну такого же размера, необходимого для эффективной передачи энергии плазмы полю (или в нагрузку при наличии витков). Для разрабатываемых проектов ЛТС-реактора [6] на основе реакции $D-^3\text{He}$ с энергией плазмы $E_0 = 140$ МДж (при $V_0 \approx 30\,000$ км/с, $\langle m/z \rangle \approx 1,7$ а.е.м.) в поле $B_0 = 4,4$ кГс условие эффективной подачи энергии плазмы полю будет заведомо выполнено ($\varepsilon_b \leq 0,2 < \varepsilon_b^*$), при этом $\beta = R_t/R_b \approx 1,5$ и $\ln G \approx 3,2$. Для воспроизведения в эксперименте ЛТС нужно “мгновенно” (за время $t \ll R_b/V_0$) сформировать плазменное облако с близкой к сферически-симметричной геометрией разлета, необходимой для его эффективного торможения полем, без эффектов электрического дрейфа потока плазмы как целого [2, 7, 13].

Свойства облаков лазерной плазмы (ОЛП), создаваемых при двухстороннем облучении мишеней малого размера в виде частиц [2, 8, 18] или нитей [7, 13, 18], отвечают общим требованиям моделирования взрывных явлений, а параметры стенда КИ-1 [18] позволяют проводить эксперименты с ОЛП [7, 9, 10] при значениях $\varepsilon_b \approx 0,2 \div 0,3$, соответствующих условиям ЛТС [6]. Основные модельные эксперименты проводились при энергии плазмы $E_0 \approx 8$ Дж и минимальном значении $\varepsilon_b \approx 0,7$ в поле $B_0 = 620$ Гс. В этих условиях, сравнивая результаты исследований трехмерной структуры и динамики ОЛП (и его каверны), полученные в серии экспериментов “Каверна” без витков [8–11], и результаты, полученные в экспериментах при наличии витка, можно определить его влияние. В эксперименте “Генератор” (см. рис. 1) используется сферическая лазерная мишень диаметром $D \approx 3 \div 4$ мм из капролона ($C_6H_{11}ON$), облучаемая с двух сторон в направлении поперек поля одинаковыми лазерными пучками с сечением, диаметр которого примерно равен $2D$ (в области мишени), с полной энергией $Q_0 \approx 100$ Дж в импульсе CO_2 -лазера длительностью 100 нс и длиной волны 10,6 мкм. В основном режиме экспериментов (с полем $B_0 = 500 \div 620$ Гс) начальные параметры квазисферического ОЛП с полной энергией $E_0 \approx 8$ Дж характери-

зуются двумя значениями скорости $V_{0\parallel} \approx 200$ км/с вдоль лучей и $V_{0\perp} \approx 170$ км/с поперек них, а также соответствующими значениями энергии в единицу телесного угла: 1,2 Дж/ср (при характерном значении $\Delta\Omega \approx 5$ ср) и 0,45 Дж/ср. Последние могут быть также выражены в виде эффективных энергий в данных направлениях $E_{\parallel} = 4\pi(dE_0/d\Omega)_{\parallel} \approx 15$ Дж и $E_{\perp} \approx 5,5$ Дж, которые согласно данным эксперимента “Каверна” можно использовать для оценки соответствующих максимальных радиусов $R_b^{\max} \approx 11$ см и $R_b^{\min} \approx 7,5$ см диамагнитной каверны в этих направлениях (в отсутствие витков). При таких размерах каверны и параметре $\langle m/z \rangle \approx 2,5$ а.е.м. основного режима (для $(\text{H}^+, \text{C}^{+4})$ -ионов плазмы [18]) характерное значение $\varepsilon_b \approx 0,7$ было достаточно малым, однако при уменьшении энергии лазера до $Q_0/3$ (и формировании ОЛП с энергией E_0 порядка 1 Дж и $E_{\perp} \approx 0,5$ Дж при $\langle m/z \rangle \approx 3 \div 4$ а.е.м.) оно могло превышать критическое значение ε_b^* . В этих условиях исследовалась генерация тока в замкнутых медных витках трех типов с размерами, близкими к R_b , и в основном эллиптической конфигурацией, учитывающей несимметричность разлета плазмы путем ориентации малой полуоси витка R_t^{\min} вдоль радиуса R_b^{\min} . Эффекты торможения плазмы и формирования ее каверны изучались в эксперименте при наличии третьего витка.

Измерения тока витков J производились широкополосным экранированным поясом Роговского диаметром 2 см с коэффициентом передачи $1,8 \cdot 10^{-8}$ В·с/А и разрешением 10 нс в режиме регистрации dJ/dt и последующим интегрированием через RC -цепочку (60 мкс) на входе осциллографа С8-14. Начальные параметры и эффект торможения ОЛП вне радиуса и плоскости витков контролировались двойными зондами Ленгмюра, а динамика плазмы и ее каверны внутри витка — электронно-оптическим преобразователем (ЭОП) и миниатюрными экранированными магнитными зондами (изолированными от плазмы 6-миллиметровой стеклянной трубкой). Все указанные системы диагностики плазмы [19] имели разрешение не менее 20–30 нс, а съемки разлета плазмы поперек поля проводились с помощью ЭОП в режиме ее перезарядного свечения (при напуске H_2 до достижения давления 0,015 Па в камеру с начальным давлением 0,0003 Па), что обеспечивало возможность визуализации распределения концентрации n_i ионов C^{+4} [19]. Для экспериментальной оценки увеличения температуры электронов T_e в скин-слое плазмы применялся разработанный на основе данных расчетов [20] метод локальной регистрации (с помощью калиброванных монохроматора МДР-12 и ФЭУ-84) относительной интенсивности возбужденного ими свечения линий 389 и 502 нм нейтрального гелия (He I), напускаемого до достижения давления $P_{\text{He}} \approx 0,015$ Па и не влияющего на исследуемые процессы.

Результаты модельных экспериментов и выводы. Измерения магнитными зондами, расположенными на расстоянии 3 мм от плоскости витка третьего типа, показали, что в результате действия его тока радиус каверны, т. е. размер области, в которой поле $B < B_0$, уменьшается до $R_c^{\min} \approx 4,5 \div 5,3$ см в направлении поперек лазерных лучей (в отличие от $R_c^{\min} \approx 7,5$ см, зарегистрированного в эксперименте “Каверна” без витков в основном режиме опытов). По данным съемок, плазма за время $t \approx 0,7$ мкс испытывает существенное торможение при этом же радиусе, а позднее на ее границе развивается желобковая неустойчивость, характерная для разлета плазмы в однородном магнитном поле без витков [7, 11]. Представленные на рис. 2 экспериментальные значения минимального безразмерного зазора каверны $\delta = (R_t^{\min} - R_c^{\min})/R_t^{\min}$ (и границы плазмы как функции соответствующего параметра $\beta_{\min} = R_t^{\min}/R_b^{\min}$) в этом случае хорошо описываются теоретической зависимостью $\delta \approx \beta/4$. Такой максимальный размер каверны (с шириной скин-слоя на границе $a \approx 1$ см) сохраняется в течение примерно 1,1 мкс (рис. 4), а ее полное “время жизни” составляет примерно 2–3 мкс, как и в отсутствие витка. В течение всего этого времени регистрируется ток витка, достигающий в начальный момент максимального значения $J_{\max} \approx 1,3$ кА. Приведенные на рис. 4, б данные магнитных из-

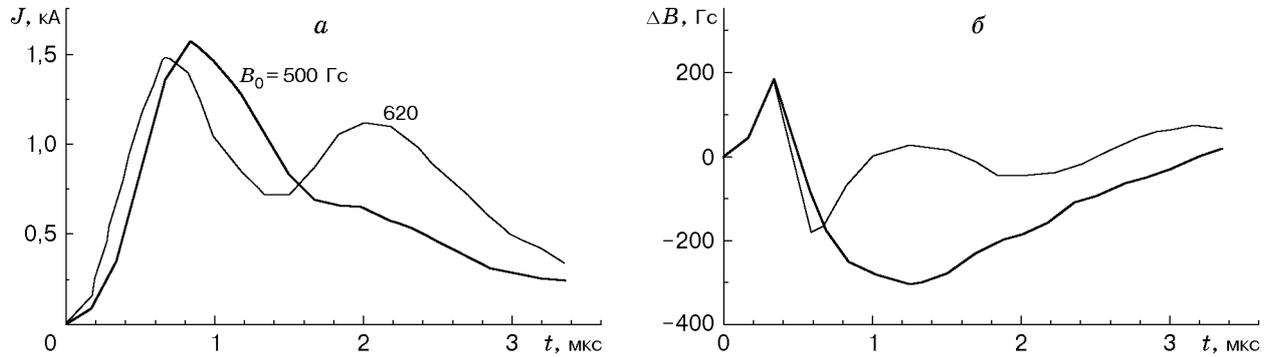


Рис. 4. Динамика тока (а) витка третьего типа в поле B_0 и вытеснения поля (б) внутри него по данным, полученным с использованием двух зондов в основном режиме экспериментов

мерений получены двумя зондами, расположенными внутри диамагнитной каверны на линии, параллельной лучам лазера (см. рис. 1) и смещенной от них на 4 см. Зонды размещены симметрично относительно мишени, расстояние между ними 6 см. Регистрация динамики потока ионов ленгмюровскими зондами вне витка (смещенными от его плоскости на 5–10 см и размещенными на расстоянии от мишени 15 см и более) показывает, что основная часть плазмы разлетается поперек поля, как и в эксперименте “Каверна” с уменьшенной скоростью (до $V \approx V_0/2$), и имеет нерегулярный струйный характер (связанный с развитием желобковой неустойчивости).

Максимальный ток J_{\max} для всех типов витков и во всех режимах достигался при $t \approx 0,6 \div 0,8$ мкс с момента подачи импульса лазером. Их наибольшие значения приведены в таблице и по порядку величины сравнимы с предельно возможной величиной $J_{0,\max} = c\Phi_0/L_0$. Представленная на рис. 5 зависимость $J_{\max}(B_0)$ для витка третьего типа в диапазоне $10 \text{ Гс} < B_0 < 620 \text{ Гс}$ может быть удовлетворительно описана теоретической функцией (3). Для этого в (3) необходимо использовать параметр $K^* \approx 0,55K \approx 2/\ln G^*$ (с эффективной величиной $G^* = R_t^*/r_t$) и средний радиус витка R_t^* , а при определении параметра $X = R_c/R_t = 1 - \beta/4$ взять величину β в виде $\beta_* = R_t^*/R_b^{\min}$. Анализ теоретической зависимости (сплошная линия) показывает, что максимум тока J_{\max} должен

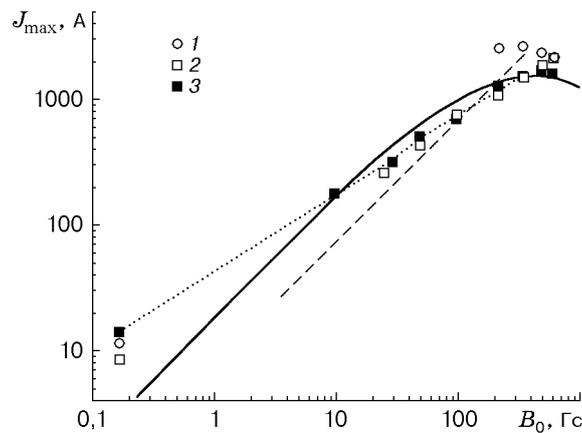


Рис. 5. Зависимости максимального тока витка от магнитного поля при энергии плазмы основного режима экспериментов:

сплошная линия — теоретическая зависимость (3) для витка третьего типа ($R_t^* = 9,5$ см, $K^* = 2/\ln G^*$), пунктирная — экстраполяция экспериментальных данных в виде $J_{\max} \sim B_0^{0,6 \div 0,7}$, штриховая — предельно возможная величина тока $J_{0,\max} = c\Phi_0/L_0 \sim B_0$ при постоянной индуктивности; 1–3 — экспериментальные значения для соответствующих витков

достигаться при $\beta_* \approx 1,2$ и соответствующем поле $B_0 \approx 600$ Гс, при котором в эксперименте наблюдалось только насыщение тока. При меньших полях, вплоть до $B_0 \approx 10$ Гс (когда величина зазора $d \approx 2$ мм становится равной не учитываемому в теории конечному радиусу r_t проводника витка), экспериментальная зависимость точнее описывается функцией (пунктирная линия) вида $J_{\max} \propto B_0^{0,6 \div 0,7}$.

Таким образом, экспериментальные данные как о величинах минимального зазора и максимального тока витка, так и о виде их зависимостей от поля (хорошо соответствующих теоретическим) подтверждают справедливость моделей (1)–(3) торможения плазмы полем и генерации тока витка с учетом эффекта уменьшения его индуктивности за счет влияния плазмы [14–16]. Это позволяет использовать полученные зависимости для d и измеренные значения J_{\max} для расчета реальной индуктивности витка L и оценки на ее основе экспериментального значения КПД прямого преобразования полной энергии плазмы ($E_0 \approx 8$ Дж) в индуктивную энергию витка ($W_{\max} = LJ_{\max}^2/(2c^2)$). С этой целью в выражении для реальной индуктивности ее поправочный член брался в виде $\Delta L/L_0 \approx K^*X^3$ при $X = 1 - \beta_*/4$, а соответствующая величина β_* использовалась для сравнения с теоретической функцией $\eta_t(\beta)$ вида (4). Окончательно экспериментальное значение КПД η_t (см. таблицу) определялось в виде $2W_{\max}/E_0$ (так же как и ранее, для системы из трех независимо рассматриваемых витков). Из рис. 3 следует, что полученные в диапазоне $\beta_* \approx 0,5 \div 2,2$ при $\ln G^* \approx 3,2 \div 3,9$ экспериментальные данные по эффективности преобразования энергии не противоречат соответствующей теоретической зависимости (сплошная кривая) полного КПД от β_* (для сравнения с которой данные для витка третьего типа на рис. 3 увеличены в 1,2 раза, поскольку для этого витка $\ln G^* > 3,2$). Отметим, что полученное при $\beta_* > 2$ значительно большее, чем теоретическое, экспериментальное значение η_t для витка третьего типа может быть обусловлено эффектом “переполюсовки” тока (причина возникновения которого пока не ясна), наблюдавшимся только у этого витка в данном режиме (при E_0 порядка 1 Дж и $B_0 = 500 \div 620$ Гс). Этот эффект при величине обратного тока примерно $0,3J_{\max}$ (в момент $t \approx 1,5$ мкс) был зарегистрирован также магнитными зондами, расположенными вблизи витка таким образом, чтобы можно было измерить только поле его тока.

КПД может достигать максимального значения $\eta_{t,\max} \approx 32\%$ в гипотетической системе из трех витков оптимального радиуса ($R_t \approx (1,1 \div 1,2)R_b$) и очень большой толщины ($r_t \approx 0,15R_t$), при этом полная величина логарифмического фактора в выражении для индуктивности [14] будет $\ln G + 0,33 \approx 2,2$. Эти значения соответствуют геометрии реальной установки для облучения ЛТС-мишени. Следует отметить, что в результате применения дополнительных мер для более полного использования энергии плазмы (размещения дополнительных витков вдоль поля и использования ЭДС, генерируемой на конечной стадии цикла при схлопывании каверны) возможно увеличение теоретической эффективности до 40–45%. В рамках идеальной модели плазмы это значение близко к предельному, поскольку, например, в телесном угле, охватывающем основную систему витков, в направлении почти поперек поля разлетается почти половина плазмы (и энергии E_0). При этом в плазме должна остаться определенная доля энергии, по крайней мере, для поддержания баланса ее давления с давлением поля [5] при остановке границы плазмы магнитным полем на расстоянии R_c .

В реальных условиях существенной частью оставшейся энергии движения плазмы будет энергия почти свободно дрейфующих поперек поля желобков (не менее 10% значения E_0) [11], в направлении вдоль поля — энергия ее ускоренных потоков (не менее 20% значения E_0) [11, 13] и, наконец, тепловая энергия E_t плазмы [13] при ее джоулевом нагреве за счет проникания поля в скин-слой конечной ширины a при аномально большом коэффициенте диффузии поля [7]. В результате процесса “ретермализации” плазмы тем-

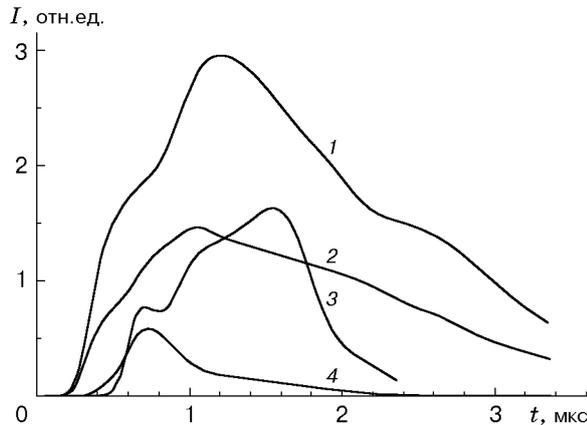


Рис. 6. Динамика свечения линий гелия и перезарядного свечения плазмы:

1 — $\lambda_1 = 502$ нм (He I), 2 — $\lambda_2 = 389$ нм (He I), 3 — $\lambda_3 = 469$ нм (He II), 4 — $\lambda_4 = 580$ нм (C^{+4})

пература ее электронов T_e может возрасти до значений, сравнимых с их начальной температурой [7, 11, 13, 21]. Ранее, согласно косвенным оценкам, по данным магнитных измерений в эксперименте “Каверна” [8] получено значение $E_t/E_0 \sim a/R_b \approx 0,2$. В данной работе величина T_e , сильно влияющая на КПД, определялась по свечению линий He I прямым спектроскопическим методом [20]. Влияние джоулева нагрева плазмы на генерируемый ею ток связано с тем, что формирование реального скин-слоя шириной a не только приводит к очевидному уменьшению потока $\Delta\Phi$, вытесненного плазмой, но и не может происходить без ее одновременного нагрева. Учет этого эффекта при вычислении значения тока по формуле (3) должен привести к реальной величине $\Delta\Phi$ (пропорциональной J_{\max}), приблизительно в $1 + 1,5(a/R_c)$ раз меньшей идеального значения $\Delta\Phi = \Phi_0 X^3$. Поэтому даже достаточно узкий зарегистрированный скин-слой (с относительной шириной $a/R_c \approx 0,15$) может уменьшить ток витка примерно на 30 % по сравнению с расчетным значением (3) и уменьшить его энергию, пропорциональную $(\Delta\Phi)^2$, в 1,5 раза. Этим можно объяснить существенное расхождение экспериментальных и теоретических (4) значений КПД при $\beta_* \approx 1$ (см. рис. 3).

Для оценки нагрева электронов в скин-слое применялся метод регистрации возбуждаемых электронами плазмы линий свечения нейтрального гелия ($\lambda_1 = 502$ нм, $\lambda_2 = 389$ нм), а также контрольные измерения свечения линии ионизованного гелия $\lambda_3 = 469$ нм, появление которой свидетельствует о наличии большого количества электронов с энергией более 75 эВ. Данные таких измерений свечения из области размером 1×1 см, расположенной на расстоянии 5,5 см от мишени, на границе каверны в направлении размещения магнитных зондов (см. рис. 1) представлены в одних и тех же относительных единицах на рис. 6. Здесь же приведена динамика свечения линии 580 нм ионов C^{+4} (возбужденных после однократной перезарядки на нейтральном водороде), характеризующая, согласно [19], поведение концентрации n_i этих ионов в потоке заторможенной полем плазмы, на переднем фронте которой движется примерно такое же количество протонов. Из приведенных данных следует, что динамика прихода плазмы и вытеснение ею поля (см. рис. 4, б) в этой области хорошо коррелируют с началом нагрева электронов (см. рис. 6, кривые 1–3). Величина нагрева определялась как по относительной интенсивности свечения λ_1 и λ_2 , так и по абсолютной интенсивности излучения λ_2 . Оба этих метода (с учетом существенных для больших значений P_{He} процессов пленения излучения λ_1 [20] и без учета плохо определяемого при высокой концентрации $n_i \sim 10^{13}$ см $^{-3}$ эффекта дополнительного возбуждения λ_2) дают близкие значения $T_e \approx 50 \div 70$ эВ в диапазоне $0,6$ мкс $< t < 3$ мкс. Эти значения подтверждаются регистрацией интенсивного свечения λ_3 и примерно равны начальной температуре плазмы T_0 . Температуру T_0 , равную 50–70 эВ, можно ожидать при используемой интенсивности потока лазерного излучения на мишени $(2 \div 4) \cdot 10^9$ Вт/см 2 [18].

Близкое значение T_0 можно получить при известной начальной скорости разлета плазмы как $T_0 \approx E_i/5(1 + \langle z \rangle) \approx 50$ эВ для энергии иона $E_i = \langle m \rangle V_0^2/2 \approx 1$ кэВ с массой $\langle m \rangle \approx 6$ а.е.м. Замечено, что на начальной стадии джоулева нагрева электронов (в момент $t_* \approx 1$ мкс, когда ток достигает максимума) разогревается преимущественно периферия плазменного облака. Поэтому, предполагая, что из каждых 2,5 электронов (приходящихся в среднем на 1 ион) только половина приобретает энергию $(3/2)T_e$ до 100 эВ, можно получить оценку потерь энергии облака на нагрев E_t в виде $E_t/E_0 \approx 3\langle z \rangle T_e/(4E_i)$. Отсюда следует, что доля начальных потерь E_t может составить 10–15 % значения E_0 . Такой потерей энергии, сравнимой с джоулевыми потерями плазмы в поле без витка [7, 8] за время $t \approx t_*$ и меньшей потери (более чем на 30 %) на поздней стадии $t \geq 2t_*$ [13], можно объяснить различие (менее 10 % энергии E_0) между измеренными и расчетными значениями КПД преобразования энергии в оптимальном режиме при $\beta_* \approx 1$ (см. рис. 3). Тепловая энергия E_t составляет, по-видимому, основную долю потерь энергии облака, связанных с его разлетом поперек поля, так как на этой стадии ($t \approx t_*$) генерации максимального тока в витках желобковая неустойчивость при $\varepsilon_b \leq 0,5$ еще незначительна [10].

Таким образом, в режиме, при котором достигается максимальное значение КПД в системе из трех витков ($R_t \approx R_b$ и $r_t \approx 0,15R_t$), в лучшем случае до 45 % начальной энергии E_0 облака могло быть преобразовано в электрическую. Однако за счет перехода в момент $t \approx t_*$ до 15 % энергии E_0 в нагрев плазмы реальное значение КПД такого метода прямого преобразования ЛТС-энергии может составить около 30 % при использовании оптимизированной нагрузки (емкостей, включаемых в цепи витков в момент максимума тока) [6]. Для сравнения заметим, что в системах взрывомангнитных генераторов, действие которых основано на применении тех же физических процессов сжатия поля (но не плазмой, а полым металлическим проводником), даже при использовании более эффективной цилиндрической геометрии экспериментальное значение КПД преобразования энергии наружного взрыва (сжимающего проводник) составляет всего 10 %.

Авторы выражают благодарность А. Г. Пономаренко, Х. Накашима, В. И. Яковлеву за полезные обсуждения и В. М. Антонову за предоставленные данные измерений параметров плазмы ленгмюровскими зондами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции. М.: Физматгиз, 1963.
2. Naught A. F., Polk D. H., Fader W. J. Magnetic field confinement of laser irradiated solid particle plasmas // Phys. Fluids. 1970. V. 13. P. 2842–2857.
3. Hyde R., Wood L., Nuckolls J. Prospects for rocket propulsion with laser-induced fusion microexplosions. N. Y., 1972. (Paper / AIAA; N 72-1063).
4. Захаров Ю. П., Оришич А. М., Пономаренко А. Г. КИ-1 // Новости термоядер. исслед. в СССР. 1987. № 1. С. 10, 11.
5. Райзер Ю. П. О торможении и превращениях энергии плазмы, расширяющейся в пустом пространстве, в котором имеется магнитное поле // ПМТФ. 1963. № 6. С. 19–28.
6. Shoyama H., Nakashima H., Kanda Y. Plasma energy recovery from a D-3He inertial confinement fusion reactor // J. Plasma Fusion Res. 1993. V. 69. P. 1250–1259.
7. Захаров Ю. П., Оришич А. М., Пономаренко А. Г., Посух В. Г. Экспериментальное исследование эффективности торможения магнитным полем расширяющихся облаков диамагнитной плазмы // Физика плазмы. 1986. Т. 12, № 10. С. 1170–1176.
8. Zakharov Yu. P., Melekhov A. V., Nikitin S. A., et al. Diamagnetism of exploding plasma and study of its energy changes on magnetic disturbances in vacuum // Proc. of the Intern. conf.

- on plasma physics, Nagoya, 9–13 Sept., 1996. Nagoya: Jap. Soc. Plasma Sci. and Nucl. Fusion Res., 1996. V. 2. P. 1670–1673.
9. **Zakharov Yu. P., Melekhov A. V., Orishich A. M., et al.** Diamagnetic cavity of plasma clouds expanding in magnetized media // J. Plasma Fusion Res. (Series). 1999. V. 2. P. 398–401.
 10. **Zakharov Yu. P., Ponomarenko A. G., Nakashima H., et al.** Direct energy conversion of inertial confinement fusion and experiments with laser-produced plasma in magnetic fields // Proc. of the 9th Intern. conf. on emerging nuclear energy systems, Herzlia, 28 June — 2 July, 1998. Ramat-Gan: Dan Knassim Ltd., 1998. V. 1. P. 384–391.
 11. **Zakharov Yu. P., Ponomarenko A. G., Melekhov A. V., et al.** Plasma confinement and direct energy conversion of ICF-microexplosion in open magnetic system // Trans. Fusion Technol. 1999. V. 35. P. 283–287.
 12. **Zakharov Yu. P., Antonov V. M., Melekhov A. V., et al.** Laser-produced plasma simulation of the direct conversion of ICF-energy in magnetic field // Proc. of the 1st Intern. conf. on inertial fusion sci. and application, Bordeaux, 12–17 Sept., 1999. Paris: Elsevier, 2000. P. 827–830.
 13. **Sudo S., Sato K. N., Sekiguchi T.** Re-thermalisation and flow of laser-produced plasmas in a uniform magnetic field // J. Phys. D. 1978. V. 11. P. 389–407.
 14. **Калантаров П. Л., Цейтлин Л. А.** Расчет индуктивностей. Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1986.
 15. **Левин М. Л.** О решении одной задачи квазистационарной электродинамики методом изображений // Журн. техн. физики. 1964. Т. 34, № 3. С. 395–398.
 16. **Белоозеров В. Н.** Удержание сверхпроводящего шара системой круговых токов // Журн. техн. физики. 1966. Т. 36, № 5. С. 852–859.
 17. **Яковлев В. И.** Индукционное взаимодействие расширяющегося плазменного шнура с внешним электрическим контуром // ПМТФ. 1963. № 2. С. 31–38.
 18. **Захаров Ю. П., Оришич А. М., Пономаренко А. Г.** Лазерная плазма и лабораторное моделирование нестационарных космических процессов. Новосибирск: Ин-т теорет. и прикл. механики СО АН СССР, 1988.
 19. **Шайхисламов И. Ф., Антонов В. М., Захаров Ю. П. и др.** Применение процесса перезарядки в оптической диагностике взаимодействия лазерной плазмы с дипольным магнитным полем // ПМТФ. 1995. Т. 36, № 4. С. 8–15.
 20. **Brenning N.** Electron temperature determination in low-density plasmas from the He I 3889 Å and 5016 Å line intensities // J. Phys. D. 1980. V. 13. P. 1459–1475.
 21. **Zakharov Yu. P., Kasperczuk A., Parys P., et al.** Interaction of laser-produced plasma streams with a strong transverse magnetic field // Proc. of the 24th Intern. conf. on phenomena in ionized gases, Warsaw, 11–16 July, 1999. Warsaw: Space Res. Centre, 1999. V. 2. P. 87, 88.

*Поступила в редакцию 29/XII 1999 г.,
в окончательном варианте — 10/V 2000 г.*