Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 9, с. 598 – 602 © 2020 г. 10 ноября

Динамика и излучение релятивистских магнитных диполей лазерной кластерной плазмы

А. А. Андреев[+*], *К. Ю. Платонов*[×1)]

[+] *Санкт-Петербургский государственный университет, 199034 С.-Петербург, Россия*

[*] *Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия*

[×] *Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 С.-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 4 сентября 2020 г.
После переработки 3 октября 2020 г.
Принята к публикации 5 октября 2020 г.

Показано, что облучении коротким (десятки фс), релятивистски-интенсивным, циркулярно-поляризованным лазерным импульсом газовой мишени с нанокластерами возникают магнитные диполи, ориентированные по направлению лазерного импульса и создающие квазистационарное регулярное магнитное поле амплитудой до десятых долей поля исходного лазерного импульса. При достаточной концентрации кластеров после выключения лазерного импульса происходят колебания магнитных моментов диполей и осцилляции магнитного поля, сопровождающиеся коротким (несколько периодов) вторичным излучением терагерцового диапазона. Условием появления такого короткого терагерцового импульса является превышение циклотронной частоты электрона в среднем по объему магнитном поле над обратным временем жизни кластера.

DOI: 10.31857/S1234567820210041

Введение. Известно, что в прозрачных для лазерного излучения мишенях циркулярно поляризованным лазерным импульсом через обратный эффект Фарадея генерируются сильные магнитные поля [1–3]. Специальное винтовое пространственное распределение интенсивности лазерного импульса позволяет получить в аналогичном случае продольное магнитное поле амплитудой выше гига-Гаусса [4]. Однако такими методами возможно создание короткоживущего магнитного поля. В отличие от однородной плазмы низкой плотности в предлагаемом методе создается множество плотных плазм кластеров в фокальном объеме лазерного импульса. Во время действия лазерного импульса генерируемые магнитные диполи кластеров ориентированы параллельно и магнитное поле в фокальном объеме однородно. Таким образом, создается среда из магнитных диполей, магнитное поле в которой занимает весь фокальный объем между кластерами и приводит к их взаимному вращению после окончания лазерного импульса. Характерные частоты вращения диполей соответствуют терагерцовому диапазону. Несмотря на взаимное вращение диполей, из-за анизотропии фокального объема средняя намагниченность вдоль оси лазерного импульса продолжает оставаться достаточно высокой и после окончания лазерного импульса, вплоть до времени гидродинамического разлета кластеров. Соответственно удается получить долго живущее крупномасштабное магнитное поле амплитудой до ГГс.

1) e-mail: konstantin_platonov@yahoo.com

Образование и взаимодействие кластерных магнитных диполей. Рассмотрим взаимодействие кластера радиуса кластера радиуса $R \ll \lambda$ с циркулярно-поляризованным лазерным импульсом с длиной волны λ, частотой ω, релятивистской интенсивностью $I = cE_L^2/4\pi \geq 10^{18}$ Вт/см^2 (E_L – напряженность лазерного поля) и длительностью $\tau_L \leq$ 100 фс. Будем считать, что в результате взаимодействия кластер оказался частично ионизован и электроны в виде оболочки (суммарным зарядом $-Q$ и характерным радиусом $p \sim \lambda$) [5] окружают ионное ядро радиуса R (с зарядом Q) и вращаются под действием циркулярно-поляризованного лазерного импульса. При поглощении лазерного импульса электронами кластера им передается энергия $\mathrm{E}_{abs} = \eta I \pi p^2 \tau_L$ и момент импульса $J_{abs} = \mathrm{E}_{abs}/\omega$. Коэффициент поглощения η линейно-поляризованного излучения (циркулярную поляризацию можно получить суперпозицией двух линейных поляризаций) нанокластером рассматривался в работе [6] и составляет десятки процентов. На один электрон приходится поглощенный момент:

$$M = \frac{J_{abs}}{N_e} \approx \frac{J_{abs}}{n_e \pi p^2 c \tau_L} = \frac{\eta I}{n_e c \omega}, \qquad (1)$$

где n_e – концентрация электронов в оболочке кластера [7]. Для сравнения, если электрон рассматривать как свободный в поле циркулярно поляризованной волны, то момент импульса: $M_E = r_E p_E = \frac{1}{\omega} m_e v_E^2 = \frac{I}{\omega c n_{cr}}$ ($n_{cr} = m_e \omega^2 / 4\pi e^2$). Очевидно, что $M \leqslant M_E$, поэтому оценка (1) справедлива при условии $n_e > \eta n_{cr}$. Лазерное поле в (1) также не должно превышать поле, соответствующее полному удалению электронов из кластера ("Кулоновскому взрыву"): $v_E/c \ll 2Zn_i e^2 R\lambda / 3m_e c^2$. Магнитный момент отдельного релятивистского электрона связан с его механическим моментом гиромагнитным отношением $\mu_1 = eM/2\gamma_L m_e c$, где $\gamma_L = \sqrt{1 + v_E^2/c^2}$ – Лоренц-фактор электрона. Магнитный момент единицы объема кластера получается не зависящим от концентрации электронов (при $n_e > \eta n_{cr}$):

$$\mathrm{M} = n_e M = \frac{e\eta I}{2\gamma_L m_e c^2 \omega}. \qquad (2)$$

Магнитный момент всего кластера характерным радиусом p составит $\mu_\Sigma \approx 4\pi p^3 \mathrm{M}/3$. Максимальное значение квазистационарного магнитного поля (на "поверхности" кластера) оценивается как поле однородно намагниченного шара:

$$H_{z\ \max} \approx \frac{8\pi}{3}\mathrm{M}. \qquad (3)$$

Отношение максимального магнитного поля к лазерному оценивается как

$$\frac{H_{z\ \max}}{E_L} = \frac{\sqrt{4\pi} e \eta \sqrt{I}}{3\gamma_L m_e c^{3/2} \omega} = \frac{\eta a}{3\sqrt{1+a^2}}, \quad a = \frac{eE_L}{m_e \omega c} \qquad (4)$$

и при $a \gg 1$ составляет $\eta/3$ (десятые доли) лазерного поля. Оценка (4) соответствует результатам численного PIC-моделирования взаимодействия кластера с циркулярно-поляризованным лазерным импульсом. В работе [7] Xe кластер радиусом 50 нм и ионной плотностью 10^{22} см$^{-3}$ облучался циркулярно-поляризованным 10 фс импульсом. При лазерной интенсивности 10^{20} Вт/см^2 величина квазистационарного магнитного поля составила 35 кТ (килоТесла), что соответствует оценке (4).

Поскольку поле магнитного диполя спадает в пространстве как r^{-3}, среднее магнитное поле в фокальном объеме будет зависеть от концентрации n_{cl} кластеров в фокальной области и составит

$$\langle H_z \rangle \approx H_{z\ \max} n_{cl} p^3, \quad n_{cl} p^3 < 1. \qquad (5)$$

Поле (3) существует в течение характерного времени разлета ионов кластера $\tau_{cl} \approx p/\sqrt{Zm_e c v_E / Am_p}$ (атомное число иона A, масса Am_p, заряд Z). Поле (5) будет приводить к взаимодействию (повороту) диполей, что в свою очередь приведет к изменению самого среднего поля (5). При характерном расстоянии между диполями $n_{cl}^{-1/3}$ момент сил между парой соседних диполей составит $K \approx \mu_\Sigma^2 n_{cl} = \langle H_z \rangle H_{z\ \max} p^3/4$. Время Δt разворота диполя определяется отношением момента импульса кластера к воздействующему моменту сил $\Delta t \approx 4\pi n_e p^3 M/3K = 2m_e c/e\langle H_z \rangle$ и совпадает с обратной Ларморовской частотой электрона в среднем магнитном поле. Отметим, что поворот магнитного диполя означает поворот его электронной оболочки, а ионный остов при этом не поворачивается, и в оценке Δt отсутствует масса иона. Если $\Delta t \gg \tau_{cl}$, то поворотом диполей можно пренебречь, однако в этом случае $\langle H_z \rangle << H_{z\ \max}$ ($\langle H_z \rangle \sim n_{cl} \sim \Delta t^{-1}$), и достижение больших средних значений магнитного поля невозможно. В обратном предельном случае $\Delta t < \tau_{cl}$ возможно $\langle H_z \rangle \to H_{z\ \max}$ при $n_{cl} \to p^{-3}$. Например, в случае тяжелых кластеров из жидкого Xe величина $\tau_{cl} \sim 1$ пс и при $n_{cl} \sim 10^{11}$ см$^{-3}$ время разворота диполя $\Delta t \sim 0.1\tau_{cl}$. Условие $\Delta t < \tau_{cl}$ при подстановке Δt и τ_{cl} можно переписать в виде ограничения на концентрацию кластеров и интенсивность лазерного поля $n_{cl} \gg p^{-3} \left(\frac{3\lambda}{\pi p}\right) \sqrt{\frac{Zm_e}{Am_p}} \frac{1}{\eta} a^{-3/2}$, $a \gg 1$ и добавить к нему условие $n_{cl} \ll p^{-3}$, соответствующее отсутствию касания друг другом электронных оболочек кластеров. Поскольку $p \approx \lambda$, оба неравенства выполняются, если $a \gg \left(\frac{Zm_e}{Am_p}\right)^{1/3} \frac{1}{\eta^{2/3}} \sim \frac{0.1}{\eta^{2/3}}$, что легко реализуемо в эксперименте. Фокальный объем при заданном радиусе r_L лазерного пучка составляет $V_L \approx \pi r_L^2 * 2\pi r_L^2/\lambda = 2\pi^2 r_L^4/\lambda$. Общее количество кластеров при этом составит $N_{cl} = n_{cl} 2\pi^2 r_L^4/\lambda$. При максимально возможной концентрации кластеров $n_{cl}^{-1/3} = 2p \approx 2\lambda$ число кластеров в фокальном объеме составит $N_{cl} = \left(\pi r_L^2/2\lambda^2\right)^2$, и при $r_L = 5\lambda$ $N_{cl} \approx 1500$. Таким образом, в реальной ситуации возможен режим магнитного взаимодействия нанокластеров в фокальном объеме, и необходимо рассмотрение динамики этого взаимодействия. Отметим, что даже при сверхзвуковой скорости струи кластеров газовой мишени $v_{cl} \approx 5$ км/с кластер за время своей жизни пройдет расстояние $v_{cl}\tau_{cl} \approx 10^{-7}$ см ($p \sim \lambda \sim 10^{-4}$ см). Соответственно влиянием движения кластеров можно пренебречь и рассматривать мгновенные положения диполей в течении времени τ_{cl}.

Динамика магнитных моментов кластерной лазерной плазмы после окончания лазерного импульса. Введем единичный вектор $\bar{n}_i(t)$ направления магнитного момента i-го кластера (магнитный момент кластера $\bar{\mu}_i(t) = \bar{n}_i(t)\mu_\Sigma$). Магнитное поле системы кластеров является суммой полей отдельных диполей, соответственно потенциальная энергия их взаимодействия и уравнение движения отдельного диполя принимают вид

$$U = -\sum_{k=1}^{N_{cl}} \bar{\mu}_k \bar{H}(\bar{r}_k) = H_{z\ \max}^2 \frac{p^6}{4} \times$$

$$\times \sum_{i,k=1,i<k}^{N_{cl}} \frac{(\bar{n}_i\bar{n}_k - 3(\bar{e}_{ki}\bar{n}_k)(\bar{e}_{ki}\bar{n}_i))}{R_{ki}^3} \frac{d\bar{n}_i(t)}{dt} =$$

$$= \frac{eH_{z\max}p^3}{4m_e c} \sum_{i,k=1,k\neq i}^{N_{cl}} \left(-\frac{\bar{n}_i \times \bar{n}_k}{R_{ik}^3} + \frac{3\bar{n}_i \times \bar{e}_{ik}(\bar{n}_k\bar{e}_{ik})}{R_{ik}^3}\right),$$

$$\bar{n}_i(0) \equiv \bar{e}_z, \quad \bar{e}_{ki} = (\bar{r}_k - \bar{r}_i)/|\bar{r}_k - \bar{r}_i| = \bar{R}_{ki}/R_{ki}. \quad (6)$$

При случайной ориентации единичных векторов $\bar{e}_{ki}$, соединяющих пары диполей в системе (6), реализуется хаотическое динамическое состояние с нулевым суммарным моментом в предельном равновесном состоянии с температурой кластеров T_{cl}: $\int (\sum_{i=1} \bar{n}_i) \exp(-U/T_{cl}) d\Omega_1 ... d\Omega_{N_{cl}} = 0$. Однако в случае фокального объема присутствует анизотропия пространственного распределения кластеров, а сам вытянутый вдоль оси лазерного импульса объем больше соответствует расположению кластеров в виде цепочки с параллельной начальной ориентацией диполей (конфигурация цепочки: $\bar{e}_{ki} = \bar{e}_z$, $\bar{n}_i = \bar{e}_z$, $\forall k, i$ отвечает минимуму потенциальной энергии в (6)). Соответственно следует ожидать, что, несмотря на движение диполей в такой структуре, полной хаотизации направлений диполей не произойдет и сохранится значительная средняя намагниченность. Проанализируем случай небольшого количества диполей, обладающих анизотропным пространственным распределением. На рисунке 1 показано расположение 2-х и 4-х диполей относительно направления $\bar{k}$ падающего лазерного импульса (вектор $\bar{k}$ лежит в плоскости диполей и составляет угол θ с осью z, на которой расположена пара диполей 1 и 2). В случае 4-х диполей они образуют ромб с острым углом 60°. В системе (6) для 2-х диполей при их параллельной начальной ориентации сохраняются во времени $n_{1z}(t) = n_{2z}(t) = \cos\theta$ и (6) сводится к аналитически решаемой системе линейных уравнений. Решение показывает, что диполи (1, 2) начинают синхронно вращаться вокруг соединяющей их оси z, как показано на рис. 1. При малых углах θ по отношению к оси анизотропии системы (отрезок 1–2) магнитный момент 2-х диполей практически равен начальному. Движение 4-х диполей, расположенных в углах ромба с острым углом 60°, обладает симметрией – при любом угле падения движение пар диполей 1–2 и 3–4 одинаково. На рисунке 2 показано временное поведение суммарного момента 4-х диполей в зависимости от угла падения θ лазерного импульса. Углы падения вдоль диагоналей ромба $\theta = 0$, $\pi/2$ оставляют диполи неподвижными, однако устойчивость этих равновесных состояний различна. Состояние с $\theta = \pi/2$, когда импульс падает вдоль оси анизотропии (вытянутости) ромба устойчивое. На рисунке 2 видно, что в интервале углов падения [60°; 90°] сохраняется среднее значение проекции магнитного момента на уровне начального (равного 4-м на рис. 2). Другое равновесное значение ($\theta = 0$), наоборот, неустойчиво. Отклонение от него на 1° приводит, как видно на рис. 2, к осцилляциям суммарного момента относительно нулевого значения. Различие устойчивости равновесных ($\theta = 0, \ \pi/2$) состояний связано с тем, что расстояние 1–2 меньше расстояния 3–4. Конфигурация $\theta = \pi/2$ ближе к состоянию линейной цепочки кластеров ($R_{12} \to 0$), отвечающему минимуму потенциальной энергии в (6). Рассмотрение большего количества кластеров (8 шт., прямоугольник 4 × 2) демонстрирует поведение суммарного момента, аналогичное рис. 2: ориентация диполей вдоль длинной стороны обладает устойчивостью и высоким средним моментом. Подчеркнем, что "степень анизотропии" (отношение продольного и поперечного размеров) фокального объема составляет $2\pi r_L^2/2\lambda r_L = \pi r_L/\lambda \gg \sqrt{3}$ (отношение диагоналей ромба на рис. 1), поэтому и в случае $N_{cl} \gg 1$ следует

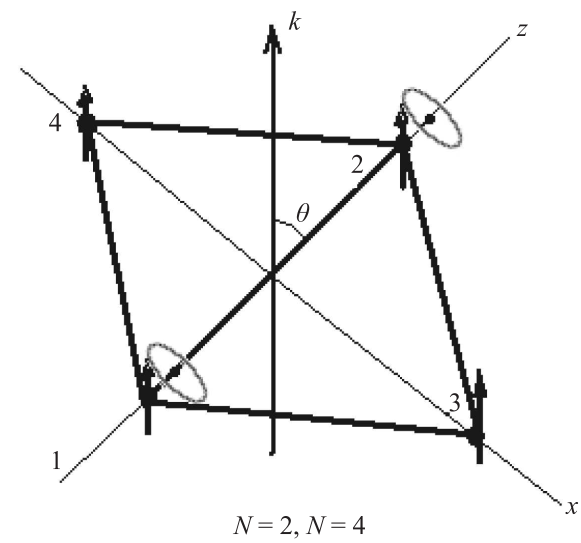

Рис. 1. Пространственное расположение 2-х (1, 2) и 4-х (1, 2, 3, 4) диполей

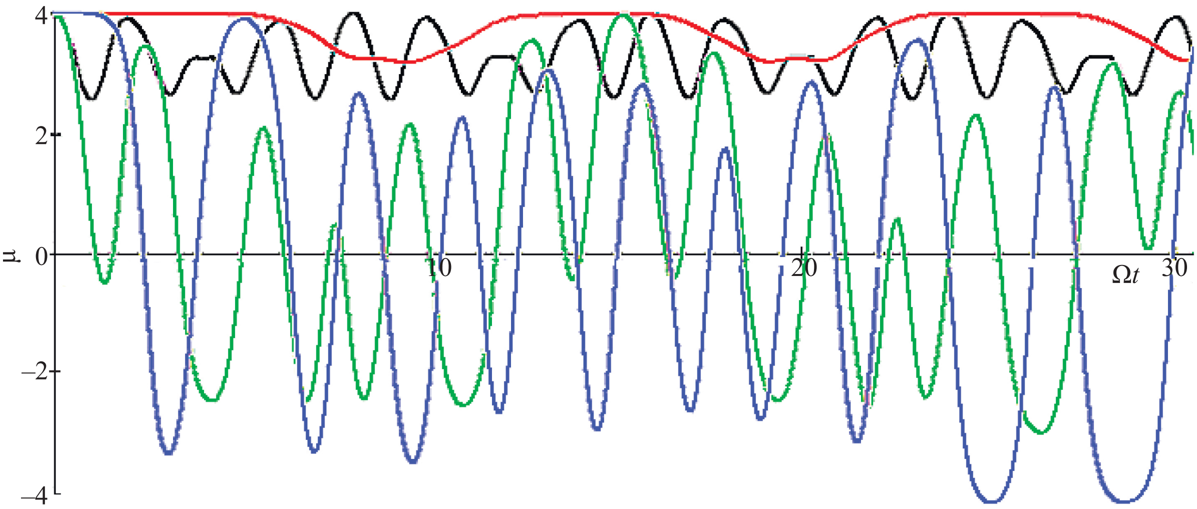

Рис. 2. (Цветной онлайн) Проекция суммарного момента 4-х диполей на направление лазерного импульса ($\mu = (\sum_{i=1}^{4} n_{i\,z})\cos\theta - (\sum_{i=1}^{4} n_{i\,x})\sin\theta$) при различных углах падения θ лазерного импульса как функция безразмерного времени Ωt, $\Omega = eH_{z\ \max}p^3/4m_e cR_{12}^3$. Красная кривая – $\theta = 89^0$, черная – $\theta = 60^0$, зеленая – $\theta = 30^0$, синяя – $\theta = 1^0$. Магнитный момент одного диполя соответствует единице на оси ординат

ожидать поведения суммарного момента фокального объема, аналогичного красной и черной кривой рис. 2. В реальной ситуации возможны диссипативные силы взаимодействия между диполями, нахождение вида которых в уравнениях (6) требует отдельного исследования. При наличии диссипативных сил (если время диссипации меньше τ_{cl}) система диполей должна попасть в состояние с минимальной энергией U в (6), отвечающее обращение в нуль моментов сил в правых частях уравнений движения (6). Для ромба на рис. 1 это ориентация моментов вдоль большой диагонали. Отметим, что система уравнений (6) движения намагниченных микрочастиц в самосогласованном поле является предметом исследования современной физики твердого тела. В работах [8–10] приведены расчеты динамики и равновесных конфигураций упорядоченных (в отличие от нашего случая) решеток магнитных моментов с ячейкой в виде квадрата или правильного n-угольника после выключения внешнего поля, ориентирующего все моменты в одном направлении. Из-за отсутствия анизотропии в равновесном состоянии устанавливается нулевая средняя намагниченность.

Несмотря на случайное пространственное положение диполей в фокальном объеме, характерное расстояние между соседними диполями $R_{i\ i+1} \approx n_{cl}^{-1/3}$ определено достаточно точно. Соответственно характерная частота колебаний дипольных моментов в системе (6) и суммарного дипольного момента на рис. 2 также определена: $\Omega \approx eH_{z\ \max}p^3 n_{cl}/4m_e c$. Колебания магнитных моментов в кластерной плазме будут порождать вторичное излучение с интенсивностью $I_\Omega \sim N_{cl}\Omega^4\mu_\Sigma^2/3c^3$. Это излучение когерентно по числу электронов в отдельном кластере (пропорционально квадрату числа), а его характерная частота управляется концентрацией кластеров. Для лазерной интенсивности 10^{19} Вт/см^2 и 100 нм полностью ионизованных ($Z = 10$) Xe кластеров с концентрацией $n_{cl} \sim 10^{11}$ см$^{-3}$ Ω попадает в терагерцовый диапазон ($\Omega \approx 7$ ТГц, длина волны $\lambda_\Omega \approx 40$ мкм). Отметим, что если длина фокальной перетяжки лазерного импульса $2\pi {r_L}^2/\lambda < \lambda_\Omega$, терагерцовый импульс будет когерентен и по количеству кластеров, а его интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды колебаний магнитного момента уже не отдельного кластера, а амплитуде колебаний магнитного момента $N_{cl}\mu_\Sigma$ всего фокального объема. При времени жизни кластера $\tau_{cl} \sim 1$ пс ($\tau_{cl}^{-1} \sim 1$ ТГц) лазерная кластерная плазма является источником короткого (десяток периодов) полностью (в случае $2\pi {r_L}^2/\lambda < \lambda_\Omega$) или частично ($2\pi {r_L}^2/\lambda > \lambda_\Omega$) когерентного терагерцового импульса. При этом интенсивность терагерцового излучения в приведенных выше оценках превышает на ~ 4 порядка (на частотах $\sim \Omega$) интенсивность фона тормозного излучения релятивистских электронов кластера $I^{(BG)} \approx N_{cl}\frac{16\pi r_{cl}^3 e^6 Z^3 n_i^2 \gamma_L}{3m_e c^2 \hbar}\ln(2\gamma_L)$

и синхротронного излучения вращающейся электронной оболочки кластера. Кластерную лазерную плазму с указанными выше параметрами можно рассматривать как источник коротких когерентных терагерцовых импульсов.

Отметим, что эффект генерации терагерцового импульса лазерной кластерной плазмой известен в случае взаимодействия кластеров с линейно-поляризованным лазерным импульсом нерелятивистской ($\leq 5 \cdot 10^{17}$ Вт/см^2) интенсивности [11]. Источником терагерцового излучения в этом случае являются колебания электрического квадрупольного момента внутренних электронов кластера во время действия лазерного импульса. В рассматриваемой работе при релятивистской лазерной интенсивности во время действия импульса электронами кластера генерируется рентгеновское излучение, а терагерцовое излучение возникает при колебаниях магнитных моментов кластеров уже после окончания воздействия лазерного импульса.

Выводы. В данной работе показано, что при облучении коротким (десятки фс), релятивистски-интенсивным, циркулярно-поляризованным лазерным импульсом газа нейтральных нанокластеров возникают релятивистские магнитные диполи, ориентированные по направлению лазерного импульса и создающие квазистационарное регулярное магнитное поле. При достаточной концентрации диполей после выключения лазерного импульса происходят колебания магнитных моментов диполей и магнитного поля, сопровождающиеся коротким (несколько периодов) вторичным излучением терагерцового диапазона. Среднее значение магнитного поля при этом остается значительным, сравнимым с тем, которое было во время воздействия лазерного импульса, и достигающим единиц процентов поля лазерного импульса. Режим колебаний магнитного поля и появление терагерцового импульса реализуется, когда обратная циклотронная частота электрона в среднем по объему магнитном поле меньше времени жизни магнитного диполя. Экспериментальная реализация кластерной лазерной мишени позволит в лабораторных условиях генерировать магнитные поля с амплитудой до ГГс и исследовать динамику диполь-дипольного взаимодействия нескольких сотен элементарных диполей. Отметим, что для генерации магнитных диполей достаточно миллиджоульной энергии лазерного импульса и фемтосекундной длительности импульса, поэтому возможно “квазистационарное” намагничивание фокального объема газовой мишени с помощью повторения лазерных импульсов с частотой до нескольких кГц и непрерывной подачи кластеров в фокальный объем через микросопло. Созданные таким образом в лазерной плазме релятивистские магнитные диполи являются моделью пульсаров в астрофизике [12, 13], а взаимодействие диполей – моделью “дипольного стекла” в физике твердого тела.

1. Z. Najmudin, M. Tatarakis, A. Pukhov, E. L. Clark, R. J. Clarke, A. E. Dangor, J. Faure, V. Malka, D. Neely, M. I. K. Santala, and K. Krushelnick, Phys. Rev. Lett. **87**, 215004 (2001).
2. N. Naseri, V. Y. Bychenkov, and W. Rozmus, Phys. Plasmas **17**, 083109 (2010).
3. M. Tatarakis, I. Watts, F. N. Beg, E. L. Clark, A. E. Dangor, A. Gopal, M. G. Haines, P. A. Norreys, U. Wagner, M.-S. Wei, M. Zepf, and K. Krushelnick, Nature **415**, 280 (2002).
4. Z. Lecz, I. V. Konoplev, A. Seryi, and A. Andreev, Sci. Rep. **6**, 36139 (2016).
5. T. Fennel, K.-H. Meiwes-Broer, J. Tiggesbäumker, P.-G. Reinhard, P. M. Dinh, and E. Suraud, Rev. Mod. Phys. **82**, 1793 (2010).
6. I. Kostyukov and J.-M. Rax, Phys. Rev. E **67**, 066405 (2003).
7. Z. Lecz and A. Andreev, Phys. Rev. Research **2,** 023088 (2020).
8. А. М. Шутый, ФТТ **56**, 1233 (2014).
9. А. М. Шутый, ЖЭТФ **145** 1048 (2014).
10. А. М. Шутый, ЖЭТФ **137** 277 (2010).
11. A. V. Balakin, M. S. Dzhidzhoev, V. M. Gordienko, I. A. Zhvaniya, I. E. Ivanov, N. A. Kuzechkin, P. M. Solyankin, and A. P. Shkurinov, Progress in Photon Science, Springer Series in Chemical Physics **119**, 321 (2019).
12. B. A. Remington, R. P. Drake, and D. D. Ryutov, Rev. Mod. Phys. **78**, 755 (2006).
13. L. G. Huang, H. Takabe, and T. E. Cowan, High Power Laser Science and Engineering **7**, e22 (2019).