УДК 533.9

СРЕДНИЕ СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА ВЕЩЕСТВО В СИЛЬНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПОЛЯХ

С.Н. Андреев, В.П. Макаров, А.А. Рухадзе
Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия
E-mail: «rukh@fpl.gpi.ru»

Излагается микроскопическая теория средних сил, действующих на плазму в сильных полях электромагнитного излучения, основанная на уравнениях движения электронов плазмы. Рассмотрены случаи прозрачной плазмы достаточно больших размеров, а поэтому поверхностными эффектами воздействия пренебрегают и учитывают только объемные силы. К таким силам относятся пондеромоторная сила и сила давления, обусловленная рассеянием падающего излучения на электронах. В слабых нерелятивистских полях обе силы растут с увеличением интенсивности излучения. В пределе больших релятивистских полей пондеромоторная сила выходит на насыщение и оказывается не зависящей от интенсивности излучения. Сила же давления достигает своего максимального значения и затем быстро падает с увеличением интенсивности излучения. Последняя действует только на отдельный электрон; в случае прозрачной плазмы сила давления отсутствует.

1. ВВЕДЕНИЕ

Тенденция развития лазерной физики состоит в увеличении плотности мощности излучения, в основном, оптического диапазона частот. Естественно, это достигается путем уменьшения длительности импульса излучения. На сегодняшний день в лабораторных экспериментах реализованы плотности мощности $P \approx 10^{18}\ldots10^{20}$ Вт/см^2 при пикосекундной длительности импульса, $\tau \geq 10^{-12}$с, и свыше $P \approx 10^{21}\ldots10^{22}$ Вт/см^2 при фемтосекундной длительности импульса, $\tau \geq 10^{-15}$с. Во многих лабораториях Мира интенсивно исследуются самые разнообразные физические явления, возникающие при взаимодействии такого излучения с веществом.

В настоящей статье мы рассмотрим только одно явление, сопровождающее электромагнитное излучение большой мощности при его распространении в веществе. Именно, рассмотрим средние силы, или как еще говорят, пондеромоторные силы, действующие на вещество в сильных электромагнитных полях. Обратиться к этой проблеме нас побудила неоднозначность, существующая по этому вопросу в литературе до последнего времени [1-4]. Она интересна, кроме того, для обоснования выбора тензора энергии-импульса в феноменологической электродинамике, в которой также до последнего времени нет однозначного ответа на эту проблему [5,6,7].

Таким образом, будем считать, что плотность мощности оптического излучения удовлетворяет условию

$$P = c\frac{E_0^2}{8\pi} > 5\cdot10^{16} \text{ Вт/см}^2. \tag{1.1}$$

В этих условиях напряженность электрического поля превосходит атомное поле [8], то есть $E_0 > E_a \approx 5\cdot10^9$В/см $\approx 2\cdot10^7 CGSE$. Поэтому очевидно, что атомы вещества в таком поле мгновенно ионизуются (за время, меньше периода колебаний электромагнитного поля, т. е. $t < 2\pi/\omega \approx 10^{-15}$ с), и мы имеем дело с полностью ионизованной плазмой, в которой плотность электронов n_e превышает плотность атомов n_a:

$$n_e > n_a. \tag{1.2}$$

Вместе с тем, пока плотность мощности лазерного излучения достаточно мала, так что энергия осцилляторного движения электрона в поле электромагнитной волны мала по сравнению с его энергией покоя, электроны плазмы можно считать нерелятивистскими. Таким образом, при плотностях мощности

$$P = c\frac{E_0^2}{8\pi} < 2\cdot10^{18} \text{ Вт/см}^2 \tag{1.3}$$

взаимодействие импульса лазерного излучения с плазмой можно описывать нерелятивистскими уравнениями.

Однако при выполнении обратного неравенства (1.3) движение электронов в поле электромагнитной волны становится релятивистским, и для описания такого движения следует исходить из релятивистской системы уравнений. Здесь следует отметить, что в этом пределе подход описания пондеромоторных сил в рамках феноменологической электродинамики вообще не применим.

Перейдем теперь к ограничениям, накладываемым на параметры плазмы. Нас будут интересовать объемные силы, действующие на плазму в поле электромагнитного излучения. Поэтому плазму считаем прозрачной для излучения. Это означает, что считаем выполненным неравенство

$$\omega > \omega_{Le} = \sqrt{4\pi e^2 n_e / m}, \tag{1.4}$$

где ω_{Le} – плазменная частота, определяемая электронной плотностью n_e, отличной от плотности ионов n_i, и их массой m.

Наконец, отметим еще одно важное условие, позволяющее нам рассматривать только объемные эффекты и пренебречь поверхностными явлениями. Именно, будем считать размер плазмы в направлении распространения электромагнитной волны d достаточно большим, так чтобы

$$d >> c\tau. \tag{1.5}$$

При пикосекундной длительности импульса d>300 мкм, а при фемтосекундной длительности –

d>0.3 мкм. При этом ограничиваемся рассмотрением средних сил, действующих на плазму, в течение действия импульса, т. е. $t \le \tau$, не рассматривая, тем самым, эффекты действия поля на плазму после окончания импульса. Очевидно, что длительность импульса τ считается намного превосходящей период поля $2\pi/\omega_0$, что позволяет проводить усреднения величин по времени.

2. СРЕДНЯЯ СИЛА, ДЕЙСТВУЮЩАЯ НА ПЛАЗМУ В НЕРЕЛЯТИВИСТСКОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

В этом разделе мы рассмотрим движение электронов плазмы в нерелятивистском электромагнитном поле, когда вызванная полем скорость движения электрона $v_E = eE_0 / m\omega_0 << c$, т. е. выполнено неравенство (1.3). Это позволяет исходить из следующего уравнения движения для одного электрона:

$$m\frac{d^2\vec{r}}{d^2t^2} = e\left(\vec{E} + \frac{1}{c}\left[\frac{d\vec{r}}{dt}\times\vec{B}\right]\right). \tag{2.1}$$

Представим поля $E(\vec{r},t)$ и $\vec{B}(\vec{r},t)$ в виде:

$$E(\vec{r},t) = \frac{1}{2}\left[\vec{E}_0(\vec{r},t)e^{-i\omega t} + \vec{E}_0^*(\vec{r},t)e^{i\omega t}\right],$$
$$\vec{B}(\vec{r},t) = \frac{1}{2}\left[\vec{B}_0(\vec{r},t)e^{-i\omega t} + \vec{B}_0^*(\vec{r},t)e^{i\omega t}\right]. \tag{2.2}$$

Амплитуды $\vec{E}_0(\vec{r},t)$ и $\vec{B}_0(\vec{r},t)$ считаем медленными функциями времени; запишем $\vec{r}$ в виде суммы медленно меняющейся части $\vec{r}_0(t)$ и быстро меняющейся, но малой части $\vec{\xi}(t)$, т. е.

$$\vec{r} = \vec{r}_0(t) + \vec{\xi}(t). \tag{2.3}$$

В результате уравнение (2.1) можно разбить на два уравнения: для быстро меняющейся части $\vec{\xi}(t)$ и медленно меняющейся части $\vec{r}_0(t)$, воспользовавшись разложением полей $\vec{E}_0(\vec{r},t)$ и $\vec{B}_0(\vec{r},t)$ по степеням $\vec{\xi}(t)$. В результате получим

$$\frac{d^2\vec{\xi}}{dt^2} = \frac{e}{m}\vec{E}(\vec{r}_0,t),$$
$$\frac{d^2\vec{r}_{0i}}{dt^2} = \frac{e}{m}\left(\left(\frac{dE_i(\vec{r}_0,t)}{dr_{0j}}\xi_j\right)_{ср} + \left(\frac{d\vec{\xi}}{dt}\times\vec{B}(\vec{r},t)\right)_{ср}\right)_{ср} = \frac{\vec{f}_{ср}}{m}. \tag{2.4}$$

Усреднение проводится по быстрой переменной, то есть по периоду поля $2\pi/\omega$, а $\vec{f}_{ср}$ – искомая средняя сила, действующая на один электрон.

Запишем $\vec{\xi}(t)$ аналогично (2.2), т. е.

$$\vec{\xi} = \frac{1}{2}\left[\vec{\xi}_0 e^{-i\omega t} + \vec{\xi}_0^* e^{i\omega t}\right]. \tag{2.5}$$

При этом из первого уравнения (2.4) имеем

$$\vec{\xi}_0 = -\frac{e^2}{m\omega^2}\left[\vec{E}_0 - \frac{2i}{\omega}\frac{\partial\vec{E}_0}{\partial t}\right]. \tag{2.6}$$

Подставляя (2.5) в (2.4) и учитывая уравнения Максвелла и решение (2.6), после несложных вычислений получаем

$$f_{срi} = \left\{-\frac{e^2}{4m\omega^2}\frac{\partial|E_0|^2}{\partial r_{0i}} - \frac{ie^2}{2m\omega^3}\left(\frac{\partial E_{0i}}{\partial r_{0j}}\frac{\partial E_{0j}^*}{\partial t} - \frac{\partial E_{0i}^*}{\partial r_{0j}}\frac{\partial E_{0j}}{\partial t}\right) - \right.$$
$$\left. -\frac{ie^2}{2m\omega^3}\left(\frac{\partial\vec{E}_0^*}{\partial t}\times rot\vec{E}_0 - \frac{\partial\vec{E}_0}{\partial t}\times rot\vec{E}_0^*\right)_i\right\} -$$
$$-\frac{ie^2}{m\omega^3}\frac{\partial}{\partial t}\left(\vec{E}_0 rot\vec{E}_0^* - \vec{E}_0^* rot\vec{E}_0\right)_i. \tag{2.7}$$

В случае квазиплоской и квазимонохроматической волны, когда

$$\vec{E}_0(\vec{r},t) = \vec{E}_0 e^{i\vec{k}\vec{r}}, \tag{2.8}$$

из (2.7) следует:

$$f_{срi} = \left\{-\frac{e^2}{4m\omega^2}\frac{\partial|E_0|^2}{\partial r_{0i}} + \frac{k_j e^2}{2m\omega^3}\left(E_{0i}\frac{\partial E_{0j}^*}{\partial t} + E_{0i}^*\frac{\partial E_{0j}}{\partial t}\right) + \right.$$
$$\left. = +\frac{1}{2}\frac{e^2}{m\omega^3}\left(\frac{\partial\vec{E}_0^*}{\partial t}\times\vec{k}\times\vec{E}_0 + \frac{\partial\vec{E}_0}{\partial t}\times\vec{k}\times\vec{E}_0^*\right)_i\right\} -$$
$$-\frac{e^2}{\omega^3}\frac{\partial}{\partial t}\left(\vec{E}_0\cdot\vec{k}\times\vec{E}_0^* + \vec{E}_0^*\cdot\vec{k}\times\vec{E}_0\right)_i. \tag{2.9}$$

В случае прозрачной плазмы, когда выполнено условие (1.4), взаимодействие электронов посредством самосогласованного поля пренебрежимо мало, что следует из дисперсионного уравнения:

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\left(1 - \frac{\omega_{Le}^2}{\omega^2}\right) \le \frac{\omega^2}{c^2}. \tag{2.10}$$

При этом второе слагаемое в (2.10) порядка $r_0/\tau_0 c << 1$ (r_0 – размер пространственной неоднородности амплитуды поля, а τ_0 – ее временной нестационарности), и им можно пренебречь. Для силы, действующей на один электрон плазмы, имеем

$$\vec{f}_{ср} = -\frac{e^2}{4m\omega^2}\nabla\left|\vec{E}_0\right|^2. \tag{2.11}$$

Отсюда, умножая это выражение на плотность электронов n_e, находим силу, действующую на единицу объема плазмы:

$$\vec{F}_{ср} = -\frac{n_e e^2}{4m\omega^2}\nabla\left|\vec{E}_0\right|^2 = -\frac{\omega_p^2}{16\pi\omega^2}\nabla\left|\vec{E}_0\right|^2, \tag{2.12}$$

которая известна как сила Миллера [9].

Из формул (2.7-2.12) следует, что в случае чисто электронной плазмы средняя сила всегда направлена против градиента амплитуды электромагнитной волны.

В заключение настоящего раздела заметим, что выше мы пренебрегли релаксацией импульса электронов плазмы при столкновениях с ионами. Учет столкновений достигается заменой в формулах (2.7)-(2.12) $\omega^2 \to \omega(\omega + i\nu_e)$, где ν_e – обратное время релаксации импульса электрона. В свою очередь, учет релаксации импульса приводит к поглощению лазерного излучения в плазме. Очевидно, что время длительности импульса лазера должно быть меньше времени поглощения излучения в плазме. Отсюда следует еще одно ограничение на применимость полученных выше формул:

$$\tau < \frac{\omega^2}{\omega_p^2 \nu_e}, \quad \omega > \nu_e . \qquad (2.13)$$

Это значит, что плазма должна быть достаточно редкой, а время релаксации частиц достаточно малым. В оптической области частот эти условия выполняются практически всегда, для любых конденсированных сред.

3. СРЕДНЯЯ СИЛА, ДЕЙСТВУЮЩАЯ НА ПЛАЗМУ, В РЕЛЯТИВИСТСКОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

Перейдем теперь к вычислению средних сил в очень сильных полях, когда выполняется обратное условие (1.3) и необходимо исследование релятивистских уравнений движения для электронов:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = e\left\{\vec{E} + \frac{1}{c}\left[\vec{v}\times\vec{B}\right]\right\}. \qquad (3.1)$$

Здесь $\vec{p}$ – импульс электрона, связанный со скоростью $\vec{v}$ и энергией электрона ε соотношениями:

$$\varepsilon = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \sqrt{m_0^2 c^4 + c^2 p^2}\,, \vec{p} = \frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \qquad (3.2)$$

где m_0 – масса покоя электрона.

Легко показать, что энергия электрона меняется только под действием электрического поля волны:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = e\vec{v}\vec{E}. \qquad (3.3)$$

Магнитное поле волны не производит непосредственной работы над электроном.

В дальнейшем ограничимся рассмотрением в отдельности квазимонохроматической и квазиплоской волн с круговой поляризацией, распространяющейся вдоль оси oz. Запишем отличные от нуля компоненты электромагнитного поля нулевого (основного) приближения:

$$E_x = B_y = E_0 \cos(\omega\tau + \alpha),$$
$$E_y = -B_x = \pm E_0 \sin(\omega\tau + \alpha). \qquad (3.4)$$

Здесь $\tau = t - z/c$, а α – произвольная фаза поля при $\tau = 0$, причем амплитуда поля E_0 считается медленно меняющейся функцией x, y, τ. Кроме того, предполагаем, что выполнено сильное неравенство (1.4), а поэтому плазма практически не отличается от вакуума, и фазовая скорость электромагнитной волны равна скорости света c.

Учтем теперь малые компоненты поля, обусловленные со слабой зависимостью амплитуды E_0 от координат x, y, τ. Эти компоненты легко находятся из уравнений Максвелла и даются формулами:

$$E_z = c\left(\frac{\partial\varphi_1}{\partial x} + \frac{\partial\varphi_2}{\partial y}\right), \quad B_z = c\left(\frac{\partial\varphi_1}{\partial y} - \frac{\partial\varphi_2}{\partial x}\right). \qquad (3.5)$$

Здесь введены обозначения:

$$E_0\cos(\omega\tau + \alpha) = \frac{\partial\varphi_1}{\partial\tau}; \quad \pm E_0 \sin(\omega\tau + \alpha) = \frac{\partial\varphi_2}{\partial\tau}. \qquad (3.6)$$

При этом из (3.4) и (3.6) следует:

$$\varphi_1 = \frac{1}{\omega}\left[E_0 - tg(\omega\tau + \alpha)\frac{1}{\omega}\frac{\partial E_0}{\partial t}\right]\sin(\omega\tau + \alpha), \qquad (3.7)$$

$$\varphi_2 = \pm\frac{1}{\omega}\left[E_0 + ctg(\omega\tau + \alpha)\frac{1}{\omega}\frac{\partial E_0}{\partial t}\right]\cos(\omega\tau + \alpha).$$

Определив поля, запишем уравнения движения электрона (3.1) в компонентах:

$$\frac{\partial p_x}{\partial\tau} = eE_0 + \frac{ev_y}{1 - v_z/c}\left(\frac{\partial\varphi_1}{\partial y} - \frac{\partial\varphi_2}{\partial x}\right);$$

$$\frac{\partial p_y}{\partial\tau} = \pm eE_0 - \frac{ev_x}{1 - v_z/c}\left(\frac{\partial\varphi_1}{\partial y} - \frac{\partial\varphi_2}{\partial x}\right); \qquad (3.8)$$

$$\frac{\partial\gamma}{\partial\tau} = -ec\left(\frac{\partial\varphi_1}{\partial x} + \frac{\partial\varphi_2}{\partial y}\right),$$

где $\gamma = \varepsilon/c - p_z, \varepsilon = \sqrt{m^2c^4 + c^2p^2}$. При получении этой системы из (3.1) от дифференцирования по времени t переходим к дифференцированию по τ, воспользовавшись формулами:

$$\frac{\partial\vec{p}}{\partial t} = \left(1 - \frac{v_z}{c}\right)\frac{\partial\vec{p}}{\partial\tau}, \quad \frac{\partial}{\partial\tau} = \frac{\partial}{\partial t} - c\frac{\partial}{\partial z}. \qquad (3.9)$$

Ниже приводятся решения системы (3.7) при нулевых (для простоты) начальных условиях:

$$\vec{p}(0) = 0, \gamma(0) = mc. \qquad (3.10)$$

3.1. СЛУЧАЙ ПЛОСКОЙ КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ

Начнем анализ сформулированной задачи для плоской квазимонохроматической волны, т.е. примем

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial z} \neq 0. \qquad (3.11)$$

Решения уравнений (3.8) с граничными условиями (3.10) в этом случае записываются в виде:

$$p_{x0} = e\varphi_{1,} p_{y0} = e\varphi_2; \quad p_{z0} = \frac{e^2(\varphi_1^2 + \varphi_2^2)}{2mc};$$

$$\varepsilon = mc^2 + \frac{e^2(\varphi_1^2 + \varphi_2^2)}{2m}, \qquad (3.12)$$

где функции φ_1 и φ_2 даются формулами (3.7).

Видно, что движение электрона в поле квазимонохроматической плоской волны с круговой поляризацией периодично с периодом $2\pi/\omega_0$, причем компоненты p_{0x} и p_{0y} обладают частотой ω_0, а компонента p_{0z} и энергия ε содержат также и удобную частоту $2\omega_0$. Проведя усреднение величин (3.12) по периоду $2\pi/\omega_0$, получаем

$$\langle p_{x0}\rangle \approx 0, \ \langle p_{y0}\rangle \approx 0, \ \langle p_z\rangle = \frac{e^2E_0^2}{2m_0c\omega_0^2},$$

$$\langle\varepsilon\rangle = m_0c^2 + \frac{e^2E_0^2}{2m_0\omega^2}. \qquad (3.13)$$

Отсюда следует, что электрон совершает усредненное движение только вдоль оси oz, а значит, только в направлении этой оси действует средняя сила

$$f_{zcp} = -m_0c\left\langle\frac{\partial}{\partial\tau}\ln\left[1 + \frac{e^2E_0^2}{2m_0^2c^2\omega^2}\right]\right\rangle. \qquad (3.14)$$

Согласно (3.9) сила (3.14) определяется не только координатной зависимостью амплитуды поля E_0, но также и ее зависимостью от времени. Однако в нерелятивистском пределе, когда, согласно (3.9)

$$\frac{\partial}{\partial t} \to -c\frac{\partial}{\partial z}, \quad \frac{e^2E_0^2}{m_0^2c^2\omega^2} << 1, \qquad (3.15)$$

выражение (3.14) переходит в формулу (2.11). При этом следует учитывать, что в поле с круговой поляризацией отличны от нуля компоненты E_x и E_y, а поэтому при сравнении выражений (2.11) и (3.14) в последнем необходимо произвести замену: $E_0^2 \to 2E_0^2$. Соответственно в этом пределе справедлива и формула (2.12).

В ультрарелятивистском же пределе, когда выполнено обратное второе неравенство (3.15) и средняя энергия электрона (3.13) намного превосходит энергию поля, из (3.14) получаем

$$f_{zcp} = -m_0c\left\langle \frac{\partial}{\partial \tau}\ln E_0^2 \right\rangle. \qquad (3.16)$$

В отличие от нерелятивистской силы (2.10), которая растет с ростом амплитуды поля, ультрарелятивистская вообще не зависит от амплитуды поля и определяется, согласно (3.16), ее характерными изменениями в пространстве и во времени.

Наконец, для средней силы, действующей на единицу объема плазмы в рассматриваемом поле, имеем (ср. с (2.10))

$$F_{zcp} = n_e f_{zcp} = -n_e m_0 c\left\langle \frac{\partial}{\partial \tau}\ln\left[1+\frac{e^2E_0^2}{2m_0^2c^2\omega^2}\right]\right\rangle. (3.17)$$

3.2. СЛУЧАЙ КВАЗИПЛОСКОЙ КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ

Откажемся теперь от ограничения (3.11) и будем считать, что

$$\frac{\partial}{\partial x} \neq 0, \frac{\partial}{\partial y} \neq 0, \frac{\partial}{\partial z} \neq 0. \qquad (3.18)$$

Это приводит к поправкам (3.12). Соответственно появятся поправки к (3.13). Поправками к p_{z0} и ε_0 можно пренебречь, поскольку эти величины отличны и при условиях (3.11). А вот поправки к нулевым средним значениям p_{0x} и p_{oy} оказываются существенными. Для поля с круговой поляризацией они легко находятся при учете выражений (3.8) и (3.7):

$$\langle \delta p_x \rangle + i\langle \delta p_y \rangle = -\frac{e^2\tau}{2m_0c\omega^2}\left(\frac{\partial}{\partial x} + i\frac{\partial}{\partial y}\right)E_0^2. \quad (3.19)$$

Отсюда находим поперечные составляющие для средних сил:

$$f_{cpx,y} = -\frac{m_0c^2}{2}\frac{\partial}{\partial x, y}\ln\left[1+\frac{e^2E_0^2}{2m_0^2c^2\omega^2}\right]. \quad (3.20)$$

Эти выражения подобны (3.16). Отличие состоит лишь в том, что силы (3.20) определяются только зависимостью амплитуды поля от поперечных координат x и y и не содержат временную производную амплитуды поля.

В нерелятивистском пределе при выполнении второго неравенства (3.15) выражение (3.20) переходит в (2.10). В ультрарелятивистском пределе сила (3.20), также как и продольная сила (3.18), не зависит от амплитуды поля волны и определяется только характерными размерами неоднородности амплитуды поля вдоль направлений x и y:

$$f_{cpx,y} = -\frac{m_0c^2}{2}\frac{\partial}{\partial x, y}\ln E_0^2. \qquad (3.21)$$

Наконец, для средней силы, действующей на единицу объема плазмы в поле квазиплоской волны, из (3.20) получаем (ср. с (3.14) и (2.12)):

$$f_{cpx,y} = -\frac{n_e m_0c^2}{2}\frac{\partial}{\partial x, y}\ln\left[1+\frac{e^2E_0^2}{2m_0^2c^2\omega^2}\right]. \quad (3.22)$$

4. СИЛА, ДЕЙСТВУЮЩАЯ НА ЭЛЕКТРОН, ОБУСЛОВЛЕННАЯ РАССЕЯНИЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Рассмотренные выше средние силы, действующие на электрон, обусловлены слабой неоднородностью, либо нестационарностью амплитуды квазиплоской квазимонохроматической электромагнитной волны в веществе (в рассматриваемом нами случае в плазме). Кроме этой силы, электромагнитная волна может оказывать давление на электрон при рассеянии на нем.

При рассеянии на электроне электромагнитная волна передает часть своего импульса электрону и, тем самым, оказывает на него давление. Для оценки этой силы ограничимся рассмотрением волны с круговой поляризацией. Более того, учтем лишь дипольное излучение электроном, совершающим движение в поле такой волны, поскольку квадрупольное и магнитное дипольное излучения, существенные лишь в случае релятивистского движения электрона, как отмечается в [11], следует учитывать в тех случаях, когда дипольное излучение оказывается аномально малым.

Воспользовавшись формулами (3.12), для второй произвольной дипольного момента электрона получаем

$$\frac{d^2\vec{d}}{dt^2} = e\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{c^2}{\varepsilon}\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{c^2}{\varepsilon}(1-\frac{v_z}{c})\frac{d\vec{p}}{dt}. \quad (4.1)$$

Для волны с круговой поляризацией

$$\langle \varepsilon_0 \rangle = m_0c^2 + \frac{e^2E_0^2}{2m_0\omega^2} = m_0c^2 + cp_z = const. \ (4.2)$$

Отсюда следует, что отличны от нуля лишь поперечные по отношению к направлению распространения волны компоненты дипольного момента электрона. Следовательно,

$$\frac{d^2d_x}{dt^2} = \frac{ev_E\omega}{(1+v_E^2/2c^2)}\cos(\omega\tau+\alpha),$$

$$\frac{d^2d_y}{dt^2} = \frac{ev_E\omega}{(1+v_E^2/2c^2)}\sin(\omega\tau+\alpha), \qquad (4.3)$$

где $v_E = eE_0/m_0\omega.$

Теперь можем вычислить интенсивность дипольного излучения, обусловленного рассеянием электромагнитной волны на электроне, и среднюю силу движения поля на электрон [11]:

$$I = \frac{2}{3c^3}\left|\frac{d^2\vec{d}}{dt^2}\right|^2 = \frac{2}{3c^3}\frac{e^2v_E^2\omega^2}{(1+v_E^2/2c^2)^2},$$

$$\vec{f}_d = \frac{8\pi r_e^2}{(1+v_E^2/2c^2)^2}\frac{E_0^2}{4\pi}\vec{n}_0. \qquad (4.4)$$

Здесь $r_e = e^2 / m_0 c^2 = 10^{-13}$ см – классический радиус электрона, а $\vec{n}_0 = (i_x, i_y, 0)$ – единичный вектор в направлении действия силы давления поля.

Заметим, что отношение интенсивности излучения к потоку плотности мощности падающего излучения $cE_0^2 / 4\pi$ дает сечение рассеяния плоской монохроматической волны с круговой поляризацией на покоящемся электроне:

$$\sigma = \frac{8\pi r_e^2}{3(1+v_E^2/2c^2)^4}. \qquad (4.5)$$

Из формул (4.4) и (4.5) получаем

$$\vec{f}_d = \sigma \frac{E_0^2}{4\pi} \vec{n}_0. \qquad (4.6)$$

Следует отметить, что сила (4.6) принципиально отличается от рассмотренных выше средних пондеромоторных сил. Последние, в случае плазмы, суммируются и дают силу, действующую на единицу объема плазмы. Силы же (4.6) при суммировании по электронам вследствие интерференции рассеянных волн взаимно компенсируются и в случае прозрачной плазмы не действуют на единицу объема.

Наконец, сравним выражение (4.6) с (3.20) и найдем условие, когда действием этой силы на один электрон можно пренебречь. Это условие выглядит следующим образом:

$$\eta = \frac{f_d}{f_{cp}} = \frac{8(2\pi)^2}{3(1+v_E^2/2c^2)^3} \frac{r_e a_0}{\lambda_0^2} \sim \frac{r_e a_0}{\lambda_0^2}. \qquad (4.7)$$

Здесь $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$ – длина волны падающего излучения, а a_0 – размер неоднородности амплитуды поля этого излучения, порядка размера его фокусировки на поверхность плазменной мишени. Отметим, что при оценке (4.7) приняли, $v_E^2/c^2 \sim 1$, поскольку именно при таком значении амплитуды поля сила давления f_d достигает своего максимального значения. В отличие от пондеромоторной силы f_{cp}, которая с ростом амплитуды поля выходит на насыщение при $v_E^2/c^2 > 1$, сила давления в этих условиях падает с ростом амплитуды поля.

В оптической области частот $\lambda_0 \sim 1\mu$ и при размере фокусировки $a_0 \geq 1$ см величина $\eta < 10^{-5}$. Таким образом, силой давления электромагнитного поля на электрон, обусловленной его рассеянием на электроне, заведомо можно пренебречь.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.C. Wilks, et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1992, v.69, p.1383.
2. G. Malka, J.L. Miquel // *Phys. Rev. Lett.* 1996, v.77, p.75.
3. A.E. Kaplan, A.L. Pokrovsky // *Phys. Rev. Lett.* 2005, v.95, p.053601.
4. Gahn, et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1999, v.83, №23, p.4772.
5. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред.* М.: «Наука», 1982.
6. В.Л. Гинзбург, В.А. Уваров // *УФН.* 1976, т.118, с. 175.
7. В.П. Макаров, А.А. Рухадзе // *Кр. сообщения по физике ФИАН.* 2009, №2, с.41; *УФН.* 2009, т.179, с. 995.
8. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика.* М.: «Наука», 1963.
9. А.В. Гапонов, М.А. Миллер // *ЖЭТФ.* 1958, т.54, с.242.
10. С.Н. Андреев, В.П. Макаров, А.А. Рухадзе // *Квантовая электроника.* 2009, т.39, с.68.
11. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теория поля.* М.: «Наука», 1967.

Статья поступила в редакцию 31.05.2010 г.

AVERAGE FORCE ACTING ON MATTER IN STRONG LASER FIELDS

S.N. Andreev, V.P. Makarov, A.A. Rukhadze

We present a microscopic theory of average forces acting on the plasma in strong fields of electromagnetic radiation, based on the equations of motion of the plasma electrons. The cases of a transparent plasma is sufficiently large, and therefore the impact of surface effects are neglected and only the body forces. These forces include the ponderomotive force and the pressure caused by the scattering of incident radiation by the electrons. In weak nonrelativistic fields, both forces increase with increasing radiation intensity. In the limit of large relativistic fields the ponderomotive force saturates and is independent of radiation intensity. The pressure force reaches its maximum value and then decreases rapidly with increasing radiation intensity. The latter is valid only for a single electron, in the case of a transparent plasma a pressure force is absent.

СЕРЕДНІ СИЛИ, ЩО ДІЮТЬ НА РЕЧОВИНИ В СИЛЬНИХ ЛАЗЕРНИХ ПОЛЯХ

С.М. Андрєєв, В.П. Макаров, А.А. Рухадзе

Викладається мікроскопічна теорія середніх сил, що діють на плазму в сильних полях електромагнітного випромінювання, заснована на рівняннях руху електронів плазми. Розглянуто випадки прозорої плазми досить великих розмірів, а тому поверхневі ефекти впливу нехтуються і враховуються тільки об'ємні сили. До таких сил відносяться пондеромоторна сила і сила тиску, зумовлена розсіянням падаючого випромінювання на електронах. У слабких нерелятивістських полях обидві сили зростають зі збільшенням інтенсивності випромінювання. У межі великих релятивістських полів пондеромоторна сила виходить на насичення і виявляється такою, що не залежить від інтенсивності випромінювання. Сила ж тиску досягає свого максимального значення і потім швидко падає зі збільшенням інтенсивності випромінювання. Остання діє тільки на окремий електрон; в разі прозорою плазми сила тиску відсутня.