ДАВЛЕНИЕ СВЕТА И ПОНДЕРОМОТОРНЫЕ СИЛЫ В СВЕРХСИЛЬНЫХ СВЕТОВЫХ ПОЛЯХ

С. Андреев, к.ф.-м.н., В. Макаров, к.ф.-м.н., А. Рухадзе д.ф.-м.н.;
ИОФ РАН им. А.М.Прохорова РАН; rukh@fpl.gpi.ru

В статье рассмотрены все виды воздействия электромагнитного излучения мощных современных источников – импульсных лазеров – на вещество как при отражении от его поверхности, так и при распространении через него.

Излагается микроскопическая теория средних сил, действующих на вещество в сверхсильных полях электромагнитного излучения, основанная на уравнениях движения отдельных частиц. К таким силам относятся давление, обусловленное отражением излучения от поверхности среды либо рассеянием излучения на частицах, а также пондеромоторная сила, обусловленная неоднородностью амплитуды излучения в среде. В слабых нерелятивистских полях эти силы растут с увеличением интенсивности излучения. В пределе больших релятивистских полей сила давления на поверхность среды продолжает расти, в то время как пондеромоторная сила выходит на насыщение и оказывается не зависящей от интенсивности излучения. Сила же давления на частицах, обусловленная рассеянием излучения, достигает своего максимального значения и затем быстро падает с увеличением интенсивности излучения.

1.ИСТОРИЯ ВОПРОСА

В конце 19-го и начале 20-го веков вопрос о существовании давления света на вещество был принципиальным для электромагнитной теории Максвелла. Экспериментальное доказательство существования давления света и его соответствие предсказанию теории Максвелла однозначно доказывало волновую природу света. Великий русский физик Петр Николаевич Лебедев, чьим именем назван один из крупнейших физических институтов РАН, первым измерил давление света на твердые тела (1899 г.) и на газы (1907 г.) [1]. В то время это были сверхтонкие эксперименты. Ведь так называемые "частицы света", энергия которых связана с импульсом соотношением $\varepsilon=cp$, где c – скорость света в вакууме, обладая даже "большой энергией", переносят ничтожный импульс. Поэтому свет, поглощаясь в веществе, в основном греет его и почти не давит на него.

В экспериментах П.Н.Лебедева источником света служила угольная дуга и, чтобы избавиться от греющей инфракрасной части излучения, ученому приходилось пользоваться поглотителем этого излучения (водой). В результате многих ухищрений, прекрасно описанных в статьях [1], Лебедеву удалось измерить давление на газах порядка $4{,}5\times10^{-5}$ дин/см^2 $\approx 4{,}5\times10^{-11}$атмосфер, а на твердых телах в 2 раза больше (заметим, что давление солнечного излучения на атмосферу Земли всего в 2 раза меньше этого значения). Это давление меньше дуновения "ветра", возникшего при движении руки человека, "ветра", вызванного разницей температур между телом человека и окружающей средой. Экспериментами Лебедева окончательно была доказана электромагнитная природа оптического излучения (света).

В качестве характеристики интенсивности оптического излучения обычно используют величину

$$P=cE_0^2/8\pi,$$

представляющую собой плотность мощности излучения, которая измеряется Вт/см^2. На сегодняшний день в мощных, хорошо сфокусированных лазерах эта величина достигает 10^{18}–10^{21} Вт/см^2. Но это прецизионные эксперименты с очень короткими импульсами лазера, порядка 10^{-13}–10^{-14} с. В этих экспериментах исследуются лазерно индуцированные ядерные реакции, ускорения электронов и ионов до больших энергий и т.п. Намного меньше плотности мощности лазерного излучения используются в современных экспериментах по нелинейной оптике, именно 10^{15}–10^{17} Вт/см^2, но уже с длительностью импульса порядка 10^{-11}–10^{-12} с. Для сравнения заметим, что в экспериментах Лебедева эта величина была порядка 10^{-1} Вт/см^2.

В настоящей статье мы рассмотрим все виды воздействия электромагнитного излучения мощных современных источников (импульсных лазеров) на вещество как при отражении от его поверхности, так и при распространении через него. При этом покажем, каких огромных значений это воздействие достигает в современных экспериментах.Далее в основном будем считать, что плотность мощности оптического излучения удовлетворяет условию

$$P = c\frac{E_0^2}{8\pi} \geq 10^{15}\ Вт/см^2\ . \qquad (1.1)$$

В этих условиях напряженность электрического поля превосходит атомное поле [2], то есть $E_0 \simeq E_a = 5\times10^9$ В/см $\approx 2\times10^7$ CGSE. Поэтому очевидно, что атомы вещества в таком поле достаточно быстро ионизуются и мы имеем дело с ионизованным газом, в котором плотность электронов $n_в$ сравнима или даже больше плотности атомов n_a:

$$n_в \geq n_a. \qquad (1.2)$$

А поэтому достаточно ограничиться рассмотрением взаимодействия электромагнитного поля с электронами плазмы. Вместе с тем, если плотность мощности достаточно мала и выполняется обратное неравенство (1.1), а энергия осцилляторного движения электрона в поле электромагнитной волны мала по сравнению с энергией ионизации атомов газа, газ будет слабо ионизован. В этих условиях следует рассматривать взаимодействие электромагнитного поля с атомами газа, что будем делать ниже в классической (осцилляторной) модели атома.

При больших плотностях мощности

$$P = c\frac{E_0^2}{8\pi} < 2{,}10^{18}\ Вт/см^2, \qquad (1.3)$$

взаимодействие импульса лазерного излучения с плазмой можно описывать нерелятивистскими уравнениями, но наряду со свободными электронами надо учитывать связанные в ионах электроны, которые представляют собой заряженные осцилляторы. Наконец, 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 все электроны оказываются свободными, и мы имеем дело с полностью ионизованной плазмой.

2.СРЕДНЯЯ СИЛА, ДЕЙСТВУЮЩАЯ НА ЧАСТИЦЫ В ОБЪЕМЕ ПЛАЗМЫ В НЕРЕЛЯТИВИСТСКОМ ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Начнем с анализа силы, действующей на электрон плазмы. В слабом поле излучения, когда выполнено неравенство (1.3), скорость движения электрона $v_E=eE_0/m\omega<<c$, что позволяет исходить из следующего уравнения движения

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

Представим электрическое и магнитное поля в плазме $E(\vec{r},t)$ 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:

$$\frac{d^2\vec{\xi}}{dt^2}=\frac{e}{m}\vec{E}(\vec{r}_0,t),$$

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

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

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

$$\vec{\xi}=\frac{1}{2}\left[\vec{\xi}_0e^{-i\omega t}+\vec{\xi}_0^*e^{i\omega t}\right]. \tag{2.5}$$

При этом из первого уравнения (2.4) имеем

$$\vec{\xi}_0=-\alpha(\omega)\left[\vec{E}_0-\frac{2i}{\omega}\frac{\partial\vec{E}_0}{\partial t}\right], \tag{2.6}$$

где $\alpha(\omega)=-\dfrac{e^2}{m\omega^2}$ (2.7)

– поляризуемость свободного электрона.

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

$$f_{cpi}=\left\{\frac{\alpha}{4}\frac{\partial|E_0|^2}{\partial r_{0i}}+\frac{i}{4}\frac{d\alpha}{d\omega}\left(\frac{\partial E_{0i}}{\partial r_{0j}}\frac{\partial E_{0j}^*}{\partial t}-\frac{\partial E_{0i}^*}{\partial r_{0j}}\frac{\partial E_{0j}}{\partial t}\right)+\right.$$

$$\left.+\frac{i}{4}\frac{d\alpha}{d\omega}\left(\frac{\partial\vec{E}_0^*}{\partial t}\times rot\vec{E}_0-\frac{\partial\vec{E}_0}{\partial t}\times rot\vec{E}_0^*\right)_i\right\}+$$

$$+\frac{\alpha i}{\omega}\frac{\partial}{\partial t}\left(\vec{E}_0 rot\vec{E}_0^*-\vec{E}_0^* rot\vec{E}_0\right)_i \tag{2.8}$$

В случае квазиплоской и квазимонохроматической волны, когда

$$\vec{E}_0(\vec{r},t)=\vec{E}_0e^{i\vec{k}\vec{r}}, \tag{2.9}$$

из (2.8) следует

$$f_{cpi}=\left\{\frac{\alpha}{4}\frac{\partial|E_0|^2}{\partial r_{0i}}-\frac{k_j}{4}\frac{d\alpha}{d\omega}\left(E_{0i}\frac{\partial E_{0j}^*}{\partial t}+E_{0i}^*\frac{\partial E_{0j}}{\partial t}\right)-\right.$$

$$\left.-\frac{1}{4}\frac{d\alpha}{d\omega}\left(\frac{\partial\vec{E}_0^*}{\partial t}\times\vec{k}\times\vec{E}_0+\frac{\partial\vec{E}_0}{\partial t}\times\vec{k}\times\vec{E}_0^*\right)_i\right\}+$$

$$+\frac{\alpha}{\omega}\frac{\partial}{\partial t}\left(\vec{E}_0\cdot\vec{k}\times\vec{E}_0^*+\vec{E}_0^*\cdot\vec{k}\times\vec{E}_0\right)_i. \tag{2.10}$$

В случае редкой плазмы, когда выполнено неравенство $\omega >>\omega_{Le}$, где $\omega_{Le}^2=4\pi e^2n_e/m$, согласно дисперсионному уравнению [3]

$$k^2=\frac{\omega^2}{c^2}(1+4\pi\alpha n_e)=\frac{\omega^2}{c^2}\left(1-\frac{\omega_{Le}^2}{\omega^2}\right)\le\frac{\omega^2}{c^2}. \tag{2.11}$$

При этом второе слагаемое в (2.10) порядка r_0/τ_0c <<1 (r_0 – размер пространственной неоднородности амплитуды поля, а τ_0 – ее временной нестационарности) по сравнению с первым, и им можно пренебречь. Для силы, действующей на один электрон плазмы, имеем

$$\vec{f}_{cp}=-\frac{e^2}{4m\omega^2}\nabla\left|\vec{E}_0\right|^2. \tag{2.12}$$

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

$$\vec{F}_{cp}=-\frac{n_ee^2}{4m\omega^2}\nabla\left|\vec{E}_0\right|^2=-\frac{\omega_p^2}{16\pi\omega^2}\nabla\left|\vec{E}_0\right|^2, \tag{2.13}$$

которая известна как сила Миллера [4].

Не представляет труда обобщить выражения (2.9), (2.11) и (2.12) на случай связанного нерелятивистского электрона в атоме или ионе, т.е. на случай атома или многоэлектронного иона. Такой электрон можно представить как заряженный осциллятор, обладающий некоторой собственной частотой $\omega_\perp$, и записать уравнение движения такого осциллятора в виде

$$\frac{d^2\vec{r}}{d^2t^2}-\omega_\perp^2=\frac{\beta e}{m}\left(\vec{E}+\frac{1}{c}\left[\frac{d\vec{r}}{dt}\times\vec{B}\right]\right), \tag{2.14}$$

где β=1 для иона и β<1 в случае атома (β^2 называется силой осциллятора [5]). Анализ уравнения (2.14) полностью аналогичен проведенному выше анализу уравнения (2.1), и поэтому здесь мы ограничимся только приведением результатов. Силу, действующую на осциллятор, при этом можно записать в виде (2.8) с измененным выражением для поляризации

$$\alpha(\omega) = -\frac{\beta^2 e^2}{m(\omega^2 - \omega_\perp^2)}, \tag{2.15}$$

Очевидно, сохраняет свой вид и выражение (2.10) с заменой $\alpha(\omega)$ на (2.14) в случае плоской волны (2.9).

Для осциллятора, однако, знак силы, который определяется знаком величины $\alpha(\omega)$, меняется: при $\omega_\perp^2 < \omega^2$ величина $\alpha(\omega) < 0$, а при $\omega_\perp^2 > \omega^2$ величина $\alpha(\omega) > 0$. В первом случае все выводы, приведенные выше для свободного электрона, сохраняют силу и для осциллятора. В обратном же пределе, когда $\alpha(\omega)$ становится положительным, некоторые слагаемые в формуле (2.10) меняют знак, а следовательно, меняется знак соответствующих слагаемых в выражении для силы. Важно заметить, что в этом пределе уже нельзя пренебрегать в формуле для силы слагаемыми, зависящими от временной производной амплитуды поля. Это следует из дисперсионного уравнения

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}(1 + 4\pi\alpha n_e) = \frac{\omega^2}{c^2}\left(1 - \frac{\beta^2 \omega_{Le}^2}{\omega^2 - \omega_\perp^2}\right). \tag{2.16}$$

Из этого уравнения следует, что при $\omega_\perp^2 > \omega^2$ среда из осцилляторов оказывается прозрачной для любых плотностей осцилляторов, т.е. при любых значениях ω_p^2. Более того, при приближении частоты ω к собственной частоте осциллятора $\omega_\perp$ снизу (т.е. оставаясь $\omega < \omega_\perp$) величина k возрастает и временными слагаемыми в (2.10) уже нельзя пренебречь, ограничиваясь одним лишь требованием нерелятивизма движения.

Из сравнения формул (2.7–2.16) следует, что в случае чисто электронной плазмы, согласно (2.12) и (2.13), средняя сила всегда направлена против градиента амплитуды электромагнитной волны. В случае же плазмы из заряженных осцилляторов знак силы, как видно из (2.15), зависит от знака разности $\omega_\perp^2 - \omega^2$; при $\omega_\perp^2 - \omega^2 < 0$ знак средней силы такой же, как в случае чисто электронной плазмы, а при $\omega_\perp^2 - \omega^2 > 0$ он может изменить знак.

В заключение настоящего раздела отметим, что в плазме, образованной мощным лазерным импульсом, в условиях, когда выполнены (1.1) и (1.3), присутствуют как электроны, так и ионизованные атомы, и атомы со связанными в них электронами. Поэтому, строго говоря, плазма комплексная и следует учитывать электроны всех типов одновременно. Проведенный же выше анализ сил является только качественным.

Заметим также, что при вычислении поляризуемостей частиц плазмы мы пренебрегли релаксацией их импульса при столкновениях. Учет этого процесса достигается заменой в формулах (2.7) и (2.15) $\omega^2 \to \omega(\omega + i\nu_e)$, где ν_e – обратное время релаксации импульса частицы. В свою очередь, учет релаксации импульса приводит к поглощению лазерного излучения в плазме. Очевидно, что время импульса лазера должно быть больше времени поглощения в плазме. Отсюда следует еще одно ограничение на применимость полученных выше формул:

$$\tau > \frac{(\omega^2-\omega_\perp^2)^2}{\omega^2\omega_p^2\nu_e}, \qquad (\omega^2-\omega_\perp^2) > \omega\nu_e . \tag{2.17}$$

Это значит, что частота поля не должна быть слишком близкой к собственной частоте частиц, плазма должна быть достаточно плотной, а время релаксации частиц – достаточно малым.

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

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

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

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

$$\varepsilon = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \sqrt{m_0^2c^4+c^2p^2}\,,\quad \vec{p} = \frac{m_0\vec{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \tag{3.2}$$

а m_0 – масса покоя электрона. При решении этого уравнения мы следуем работе [6].

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

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = e\vec{v}\vec{E}\,. \tag{3.3}$$

Магнитное поле волны непосредственной работы над электроном не производит.

В дальнейшем ограничимся рассмотрением по отдельности квазимонохроматической и квазиплоской волной с круговой поляризацией, либо с плоской поляризацией. Начнем с волны с круговой поляризацией, распространяющейся вдоль оси oz. Запишем отличные от нуля компоненты электромагнитного поля нулевого (основного) приближения:

$$E_x = B_y = E_0\cos(\omega\tau+\alpha)\,,$$

$$E_y = -B_x = \pm E_0\sin(\omega\tau+\alpha)\,. \tag{3.4}$$

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 x, y, τ. Они легко находятся из уравнений Максвелла и даются формулами

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

Здесь введены обозначения

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

При этом из (3.4) и (3.6) следует:

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

СЛУЧАЙ ПЛОСКОЙ КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ

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

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

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

$$p_x = e\varphi_1, p_y = e\varphi_2,\quad p_z = \frac{e^2(\varphi_1^2+\varphi_2^2)}{2mc},$$

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

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 $2\pi/\omega$, причем компоненты p_x и p_y обладают частотой ω, а компонента p_z и энергия ε содержит также и удобную частоту 2ω. Проведя усреднение величин (3.12) по периоду 2π/ω для усредненных величин, получаем

$$\langle p_{x0} \rangle \approx 0, \quad \langle p_{y0} \rangle \approx 0,$$

$$\langle p_z \rangle = \frac{e^2 E_0^2}{2m_0 c\omega^2}, \quad \langle \varepsilon \rangle = m_0 c^2 + \frac{e^2 E_0^2}{2m_0 \omega^2}. \quad (3.13)$$

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

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

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)

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

выражение (3.14) переходит в формулу (2.12). При этом следует учитывать, что в поле с круговой поляризацией отличны от нуля компоненты E_x и E_y, а поэтому при сравнении выражений (2.12) и (3.14) в последнем необходимо произвести замену: $E_0^2 \to 2E_0^2$. Соответственно, в этом пределе справедлива и формула (2.13). 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

$$f_{zcp} = -m_0 c \left\langle \frac{\partial}{\partial \tau} \ln E_0^2 \right\rangle. \quad (3.16)$$

В отличие от нерелятивистской силы (2.12), 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 (сравнить с (2.12))

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

СЛУЧАЙ КВАЗИПЛОСКОЙ КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ

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

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

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

$$\langle \delta p_x \rangle + i\langle \delta p_y \rangle = -\frac{e^2\tau}{2m_0 c\omega^2}\left(\frac{\partial}{\partial x} + i\frac{\partial}{\partial y}\right)E_0^2 . \qquad (3.19)$$

Отсюда находим поперечные составляющие для средних сил:

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

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) выражения (3.20) переходят в (2.11). В ультрарелятивистском же пределе силы (3.20), а 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:

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

ДАВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ОТРАЖЕНИЕМ ОТ ПОВЕРХНОСТИ СРЕДЫ И РАССЕЯНИЕМ НА СВОБОДНЫХ ИЛИ СВЯЗАННЫХ ЭЛЕКТРОНАХ В ОБЪЕМЕ ПЛАЗМЫ

Рассмотренные выше пондеромоторные силы, действующие на электрон, обусловлены слабой неоднородностью, либо нестационарностью амплитуды квазиплоской квазимонохроматической электромагнитной волны в веществе (в рассматриваемом нами случае – плазме). Кроме такой силы, электромагнитная волна может оказывать давление на поверхность среды при отражении от нее, либо на электрон при рассеянии на нем.

Формула для давления электромагнитного излучения на поверхность среды при отражении от нее была известна уже с первых работ Максвелла по электромагнитной теории. Она, в частности, приведена в работах Лебедева [1,7]:

$$P = (1+\rho)\frac{E_0^2}{4\pi}, \qquad (4.1)$$

где ρ – коэффициент отражения излучения по энергии от поверхности среды, а E_0 – амплитуда поля излучения. Если площадь рассевающей поверхности среды равна s_0, то сила, действующая на среду, будет равна

$$f = s_0P = s_0(1+\rho)\frac{E_0^2}{4\pi} \qquad (4.2)$$

и будет направлена по нормали к поверхности (в направлении распространения волны).

При рассеянии на электроне электромагнитная волна передает часть своего импульса электрону и тем самым оказывает давление на него. Для оценки этой силы мы ограничимся, как и выше, рассмотрением волны с круговой поляризацией. Более того, учтем лишь дипольное излучение электроном, совершающим движение в поле такой волны, поскольку квадрупольное и магнитное дипольное излучение, существенные лишь в случае релятивистского движения электрона, как отмечается в [7], следует учитывать в тех случаях, когда дипольное излучение оказывается аномально малым.

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

$$\frac{d^2\vec{d}}{dt^2} = e\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{c^2}{\varepsilon}\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{c^2}{\varepsilon}(1-\frac{v_z}{c})\frac{d\vec{p}}{dt}, \qquad (4.3)$$

Для волны с круговой поляризацией

$$\langle\varepsilon\rangle = m_0c^2 + \frac{e^2E_0^2}{2m_0\omega^2} = m_0c^2 + cp_z = const . \qquad (4.4)$$

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

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

$$\frac{d^2d_y}{dt^2} = \frac{ev_E\omega}{(1+v_E^2/2c^2)}\sin(\omega\tau+\alpha), \qquad (4.5)$$

где $v_E = eE_0/m_0\omega$.

Теперь мы можем вычислить интенсивность дипольного излучения, обусловленного рассеянием электромагнитной волны на электроне, и среднюю силу движения поля на электрон [7]:

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

$$\vec{f}_d = \frac{8\pi r_e^2}{(1+v_E^2/2c^2)^2}\frac{E_0^2}{4\pi}\vec{n}_0 . \qquad (4.6)$$

Здесь $r_e = e^2/m_0c^2 = 10^{-13}$ 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 поляризации на покоящем электроне

$$\sigma = \frac{8\pi r_e^2}{3(1+v_E^2/2c^2)^2} . \qquad (4.7)$$

Из формул (4.6) и (4.7) получаем

$$\vec{f}_d = \sigma\frac{E_0^2}{4\pi}\vec{n}_0 . \qquad (4.8)$$

Теперь можно сравнить это выражение с формулой (3.20) и найти условие, когда силой давления поля плоской волны на электрон можно пренебречь по сравнению с пондермоторной силой в квазиплоскосой волне. Это условие выглядит следующим образом:

$$\eta = \frac{f_d}{f_{cp}} = \frac{8(2\pi)^2}{3(1+v_E^2/2c^2)} \frac{r_e a_0}{\lambda_0^2} \sim \frac{r_e a_0}{\lambda_0^2} << 1\,. \tag{4.9}$$

Здесь λ=2πc/ω – длина волны падающего излучения, а α_0 – размер неоднородности амплитуды поля этого излучения, порядка размера его фокусировки на поверхность плазменной мишени. Отметим, что при оценке (4.9) мы приняли, что $v_E^2/c^2 \sim 1$, поскольку именно при этом условии сила давления f_d достигает своего максимального значения. В отличие от пондермоторной силы f_{cp}, которая с ростом амплитуды поля выходит на насыщение при условии $v_E^2/c^2 > 1$, сила давления в этих условиях падает с ростом амплитуды поля.

В оптической области частот $\lambda \sim 1\mu$ и при размере фокусировки $\alpha_0 \geq 1$ *см* величина $\eta < 10^{-5}$. Таким образом, силой давления электромагнитного поля на электрон, обусловленной его рассеянием на электроне, заведомо можно пренебречь по сравнению с пондермоторной силой. Это утверждение сохраняется и для рассеяния излучения на осцилляторе с той лишь разницей, что в выражении для сечения рассеяния (4.7) в случае осциллятора появится множитель

$$\frac{\omega^4}{(\omega_\perp^2 - \omega^2)^2}\,. \tag{4.10}$$

Соответственно изменятся и формулы (4.8) и (4.9). Приведенное утверждение сохраняется при учете не только дипольного излучения электрона, движущегося в поле падающей электромагнитной волны, но квадрупольного и магнитного дипольного излучений.

КРАТКОЕ ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

При обсуждении полученных выше результатов мы вновь вернемся к классическим экспериментам П.Н.Лебедева по измерению давления света. Мы убедились в том, что оптимальные условия для воздействия излучения на среды и на заряженные частицы реализуются, когда поля излучения являются не сильно релятивистскими, а именно – когда $cE_0^2/8\pi \approx 10^{18}$ Вт/см^2. При этом поля излучения оказываются на 10 порядков превосходящими поля излучения в экспериментах П.Н. Лебедева, а давления излучения на 20 порядков больше; они оказываются равными сотни и тысячи миллионов атмосфер. Очевидно, в таких электрических и магнитных (которые порядка электрических и достигают миллиардов гаусс) полях возможны инициирования ядерных превращений. В настоящее время такие исследования проводятся во многих лабораториях мира.

Но мы обсудим другую возможность, непосредственно связанную с давлением излучения и с силой, действующей на среды в таких полях. Легко показать, что давление в слаборелятивистском поле излучения с приведенной выше плотностью мощности составляет миллион атмосфер. Такое давление способно ускорить микрочастицу с размером в 10 микрон за время 10^{-10} с до скорости в 10^8 см/с или до энергии в десятки джоулей. Микрочастица с такой энергией может инициировать при столкновениях ядерные реакции и даже полный распад вещества микрочастицы на элементарные частицы. Дальнейший их синтез позволит промоделировать «гигантский взрыв», породивший нашу Вселенную. Отметим, что в настоящее время и такие исследования проводятся в ряде лабораторий мира.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Лебедев П.Н**. Собрание сочинений. – Изд-во АН СССР, 1963.
2. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** Квантовая механика . – М.: Наука, 1963.
3. **Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А.** Основы электродинамики плазмы. – М.: Высшая школа, 1988.
4. **Гапонов А.В., Миллер М.А.** ЖЭТФ, 1958, т. 54.
5. **Макаров В.П., Рухадзе А.А.** ЖЭТФ, 2004, т.125, №2.
6. **Андреев С.Н., Макаров В.П., Рухадзе А.А.** – Квантовая электроника, 2009, т.39, № 1.
7. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** Теория поля. – М.: Наука, 1967.