

РЕЛЯТИВИСТСКИ СИЛЬНОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ПЛАЗМЕ

С. В. Буланов^{a,b*}, Т. Ж. Есиржепов^c, М. Кандо^{c**}, Х. Кирияма^{c**}, К. Кондо^{c**}

^a *Kansai Photon Science Institute, JAEA
619 0215, Kizugawa, Japan*

^b *Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

^c *Kansai Photon Science Institute, JAEA
6190215, Kizugawa, Japan*

Поступила в редакцию 14 декабря 2015 г.

Представлен краткий обзор физических процессов в плазме под действием релятивистски сильных электромагнитных волн, генерируемых мощными лазерами. Интерес к этим процессам связан с развитием новых методов ускорения заряженных частиц, созданием источников жесткого электромагнитного излучения высокой яркости и исследованием макроскопических квантово-электродинамических процессов. Большое внимание уделяется нелинейным волнам в лазерной плазме для целей создания компактных ускорителей электронов. Среди различных режимов ускорения ионов наибольшей эффективностью обладает ускорение плазменных сгустков радиационным давлением света. Когерентное жесткое электромагнитное излучение в релятивистской плазме генерируется в форме гармоник высокого порядка и/или в виде электромагнитных импульсов, сжатых и интенсифицированных при отражении от релятивистских зеркал, создаваемых нелинейными волнами. В пределе экстремально сильных электромагнитных волн радиационное трение, сопровождающее преобразование излучения из оптического диапазона в гамма-диапазон, принципиальным образом изменяет поведение плазмы, обогащая его рождением электронно-позитронных пар, описываемых в рамках квантово-электродинамической теории.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 85-летию Л. В. Келдыша

DOI: 10.7868/S0044451016030044

1. ВВЕДЕНИЕ

За прошедшие со времени создания первых лазеров 50 лет достижения в этой научной области и развитие технологий позволили превзойти петаваттный (10^{15} Вт) уровень мощности лазерных импульсов [1].

В настоящее время работают или находятся в стадии разработки более 50 лазеров петаваттного класса. Их можно подразделить на две группы. Одну из этих групп составляют лазеры большой энергии с относительно длинными импульсами, предназначенными для целей управляемого термоядерного синтеза [2]. К другой группе относятся лазе-

ры с относительно малой энергией, но со сверхкороткими импульсами фемтосекундной длительности, что обеспечивает рекордно высокую мощность генерируемого ими излучения [3]. В качестве главных направлений исследований с использованием таких лазеров рассматриваются создание компактных ускорителей заряженных частиц [4, 5] и источников жесткого электромагнитного излучения высокой яркости [6–8], управляемый термоядерный синтез в рамках концепции быстрого поджига [9, 10], а также изучение свойств вещества, находящегося в поле излучения экстремально высокой интенсивности [11]. В планах экспериментов с использованием сверхмощных лазеров есть и моделирование физических процессов, представляющих интерес для астрофизики [12]. Это направление получило название лабораторной астрофизики, хотя моделирование астрофизических процессов проводится не толь-

* E-mail: svbulanov@gmail.com, bulanov.sergei@jaea.go.jp

** M. Kando, H. Kiriyaama, K. Kondo

ко с помощью лазеров (см., например, материалы рабочей группы [13]).

Среди проектов, ориентированных на создание лазерных установок наибольшей мощности, укажем на Extreme Light Infrastructure [14], который включает в себя три центра: ELI-BL в Чехии, ELI-NP в Румынии и ELI-ALPS в Венгрии, а также проекты в России [15] и Франции [16].

Сочетание высокой интенсивности и сверхмалой длительности лазерного импульса приводит к тому, что взаимодействие электромагнитной волны с веществом протекает в рамках бесстолкновительного приближения. В этой связи принципиально важной является работа Келдыша по многофотонной и туннельной ионизации атома переменным электромагнитным полем [17]. Из этой работы следует, что для параметров, характерных для современных лазерных установок, вещество ионизируется за время существенно меньше длительности лазерного импульса, превращаясь таким образом в плазму. Развита для описания ионизации атома теория Келдыша находит также применение для решения задач, возникающих в пределе экстремально высокой интенсивности электромагнитного излучения, когда, как предсказано квантовой электродинамикой [18], электромагнитное поле должно рождать электронно-позитронные пары в вакууме (см. обзорные статьи [3, 11, 19] и статью Попова в настоящем выпуске).

В сильно сфокусированном петаваттном импульсе напряженность электромагнитного поля настолько велика (для лазерной длины волны порядка одного микрона это соответствует интенсивности существенно выше, чем 10^{18} Вт/см²), что движение электронов становится ультррелятивистским. Величина магнитной части силы Лоренца в уравнениях движения электрона становится одного порядка со значением электрической части [20], что приводит к преимущественному ускорению электрона в направлении распространения волны. Последнее оказывает принципиально важное влияние на возбуждение нелинейных плазменных волн [5], на генерацию сильного квазистатического магнитного поля [21], на ускорение заряженных частиц лазерным излучением [4, 5] и на другие процессы. Релятивистские эффекты изменяют свойства коллективного отклика плазмы. В частности, это касается распространения нелинейных волн в плазме, когда проявляются качественно новые процессы, примером которых могут служить релятивистская самофокусировка мощных электромагнитных импульсов [22], электромагнитные релятивистские солитоны [23] и

вихри [24], и генерация гармоник высокого порядка [6].

В настоящее время все большее внимание привлекает к себе круг вопросов, относящийся к коллективным нелинейным квантово-электродинамическим процессам, таким как многофотонное комптоновское рассеяние, рождение электронно-позитронных пар гамма-квантами, взаимодействующими с сильной электромагнитной волной, поляризация вакуума, когда вакуум проявляет свойства электродинамически нелинейной среды [11, 18]. Достижение критического электродинамического поля может идти по экстенсивному пути, означаящему построение лазерных установок большого масштаба и энергии как, например, ELI-BL, ELI-NP и ELI-ALPS. Одновременно проводятся исследования (см. обзорную статью [7]), которые можно отнести к интенсивному пути: результаты этих исследований обещают получение экстремально высоких значений поля, существующего в относительно малых объемах пространства–времени с помощью лазеров с умеренной энергией. Примером служит концепция релятивистского летящего зеркала, описанная в разд. 5.

2. ЛАЗЕРЫ — ИСТОЧНИКИ СИЛЬНЫХ ПОЛЕЙ

Прогресс в развитии мощных лазеров определяется генерацией ультракороткого оптического импульса осциллятором и его последующим усилением. Применение техники модуляции добротности позволило получить импульсы наносекундной длительности. В середине 60-х использование метода синхронизации мод в резонаторе привело к следующему уменьшению длительности импульсов и увеличению их мощности в тысячу раз. В данном методе возбуждается несколько собственных мод оптического резонатора. Если номера мод составляют арифметическую прогрессию, то суммарное излучение имеет вид импульса с шириной тем меньшей, чем большее число синхронизованных мод вовлечено в генерацию. На этом этапе лазеры достигли гигаваттного уровня мощности и пикосекундного предела длительности импульсов. Однако дальнейший рост мощности встретился с рядом препятствий из-за нелинейных эффектов в усиливающей среде.

Изобретение метода чирпирования (CPA) [25] привело к быстрому росту мощности излучения и позволило превзойти петаваттный уровень. Параллельно развивалась техника оптического пара-

метрического усиления чирпированных импульсов (ОРСРА) [26], позволяющая также улучшить качество лазерного импульса.

Главному импульсу большой мощности и фемтосекундной длительности предшествует более длинный (наносекундной длительности) пьедестал, обязанный своим происхождением усиленному спонтанному излучению. Несмотря на относительно небольшую мощность (и интенсивность) пьедестал может содержать энергию, способную существенным образом изменить параметры мишени, нагревая и ионизуя ее, до прихода главного импульса. Для пиковой интенсивности порядка 10^{22} Вт/см² и так называемого контраста (отношения интенсивности в главном импульсе к интенсивности в пьедестале) в диапазоне от 10^6 до 10^8 интенсивность пьедестала может оказаться выше пороговой для образования плазменной короны вблизи поверхности твердотельной мишени. По этой причине предпринимаются существенные усилия по обеспечению контраста 10^{12} и выше. Кроме того, теоретически исследуется влияние плазменной короны на взаимодействие главного импульса с мишенью [27].

Типичному фемтосекундному лазеру петаваттной мощности отвечают параметры, например, вступающего в строй в Японском агентстве атомной энергии лазера J-KAREN-P [28]. Его мощность равна 1 ПВт, длительность импульса равна 30 фс, частота повторения 0.1 Гц, контраст порядка 10^{12} . Лазерный луч направляется в одну из вакуумных камер, предназначенных для экспериментов с твердотельными мишенями по ускорению ионов, и для экспериментов с газовыми мишенями с целью изучения ускорения электронов и генерации высокочастотного излучения.

3. ПАРАМЕТРЫ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИЕ РЕЛЯТИВИСТСКУЮ ЛАЗЕРНУЮ ПЛАЗМУ

Для того чтобы выявить общие закономерности физических процессов, которые не зависят от частных условий эксперимента, полезно использовать безразмерные определяющие параметры (см., например, [29]). Безразмерный параметр, характеризующий лазерный импульс, равен отношению длины импульса l_{las} к длине волны излучения λ , $N_p = l_{las}/\lambda$. Будучи равным числу длин волн, укладываемому на длине импульса, оно является релятивистским инвариантом, т. е. не зависит от системы отсчета.

Типичное значение энергии кванта излучения лазера с длиной волны в один микрон равно приблизительно одному электронвольту и намного меньше, чем характерная энергия связи W_b наименее связанного электрона в атоме ($\hbar\omega_0 \ll W_b$), т. е. меньше потенциала ионизации атома. Тем не менее ионизация возможна. Характерным безразмерным параметром здесь служит отношение электрического поля в волне $E_0 = \sqrt{4\pi I/c}$ к внутриатомному электрическому полю: $E_a = e/a_B^2 = m_e^2 e^5/\hbar^4$, где a_B — боровский радиус, m_e и e — масса и заряд электрона. Отношение полей $E_0/E_a = \hbar^4 E_0/m_e^2 e^5$ оказывается равным единице для интенсивности излучения I порядка $m_e^4 e^{10} c/4\pi\hbar^8 \approx 10^{16}$ Вт/см².

При приближении безразмерного параметра E_0/E_a к единице поле вблизи ядра искажается электрическим полем лазерного импульса. В результате становится возможной туннельная и многофотонная ионизация атома. Вероятность этого процесса дается формулой Келдыша [17]

$$w = \omega_a \exp\left(-\frac{2W_b}{\hbar\omega} f(\gamma_K)\right), \quad (1)$$

где функция $f(\gamma_K) \approx 2\gamma_K/3$ при $\gamma_K \ll 1$ и $f(\gamma_K) \approx \ln 2\gamma_K - 1/2$ при $\gamma_K \gg 1$. Здесь энергия связи электрона в атоме $W_b = \hbar^2/2a_B^2 m_e$ связана с характерной частотой $\omega_a = W_b/\hbar$. Параметр адиабатичности (неадиабатичности) процесса определен следующим образом:

$$\gamma_K = \frac{\sqrt{2m_e W_b}}{eE_0} \omega_0 = \sqrt{\frac{2\hbar\omega_a}{m_e c^2}} \frac{1}{a_0}. \quad (2)$$

Здесь мы ввели безразмерную амплитуду поля, равную

$$a_0 = \frac{eE_0}{m_e \omega_0 c}. \quad (3)$$

В пределе $\gamma_K \ll 1$, т. е. для относительно сильной электромагнитной волны, выражение (1) отвечает вероятности вырывания частицы постоянным электрическим полем, $w = 2\omega_a (E_a/E_0) \exp(-2E_a/3E_0)$.

При интенсивности излучения, при которой параметр (2) становится больше единицы, потенциальная яма вблизи ядра деформируется настолько сильно, что энергетический уровень основного состояния оказывается выше, чем максимальное значение потенциала. В результате электрон оказывается в несвязанном состоянии и покидает атом. Поскольку электрическое поле в волне зависит от времени периодическим образом, существует достаточно большая вероятность возвращения электрона через полпериода волны, что, в свою очередь,

приводит к генерации высших гармоник в переизлученной атомом электромагнитной волне [30]. Существенный в релятивистской области энергий частиц учет влияния магнитного поля волны снижает вероятность возврата электрона. В пределе очень сильных электрических полей такая надбарьерная ионизация происходит за время порядка оптического периода. За такое время вещество превращается в плазму. Поэтому плазменные процессы играют определяющую роль в физике сильных электромагнитных полей.

Введенный выше безразмерный параметр a_0 имеет смысл отношения осцилляторного импульса электрона в поле волны напряженностью E_0 к $m_e c$. Для значений интенсивности, таких что параметр a_0 становится равным единице, необходимо учитывать релятивистские эффекты. Если длина волны лазерного излучения равна 1 мкм и излучение линейно поляризовано, то эта интенсивность равна $1.368 \cdot 10^{18}$ Вт/см². В общем случае для расчета интенсивности линейно поляризованной волны удобна формула

$$I_{las} = \frac{\pi}{2} \left(\frac{a_0}{\lambda} \right)^2 m_e c^2 \left(\frac{c}{r_e} \right) \approx 1.368 \cdot 10^{18} a_0^2 \left(\frac{1 \text{ мкм}}{\lambda} \right)^2 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2},$$

где $r_e = e^2/m_e c^2 \approx 2.8 \cdot 10^{-13}$ см² — классический радиус электрона. В условиях фокусировки излучения в пятно диаметром в одну длину волны ей отвечает мощность $4.3 \cdot 10^{10}$ Вт = 43 ГВт. Таким образом, мы можем встретиться с релятивистскими эффектами при превышении порога мощности лазера в несколько десятков гигаватт. В настоящее время достигнуты значения интенсивности лазерного излучения порядка 10^{22} Вт/см² (см. [31]), что соответствует ультрарелятивистским энергиям электронов.

В поле излучения с интенсивностью выше 10^{24} Вт/см² релятивистскими становятся ионы. Однако взаимодействие электромагнитных волн с заряженными частицами должно приобрести принципиально новые черты при интенсивности на порядок ниже [32]. Анализ динамики излучающего ультрарелятивистского электрона в стоячей электромагнитной волне показывает, что мощность радиационных потерь пропорциональна четвертой степени его энергии [20]: $P_e = \varepsilon_{rad} m_e c^2 \omega_0 \gamma^2 (\gamma^2 - 1)$. Здесь безразмерный параметр ε_{rad} определен, как

$$\varepsilon_{rad} = 4\pi r_e / 3\lambda_0. \quad (4)$$

В течение периода электромагнитной волны электрон может приобрести энергию порядка $\omega_0 m_e c^2 a_0$.

Условие баланса между приобретаемой энергией и потерями дает оценку амплитуды электромагнитной волны, при которой влияние радиационных потерь становится преобладающим. Его можно представить в виде

$$a_0 > a_{rad} = \varepsilon_{rad}^{-1/3}. \quad (5)$$

Квантовые эффекты, например, отдача при испускании фотона становятся важны при амплитуде выше, чем

$$a_Q \approx \alpha^2 \varepsilon_{rad}^{-1}, \quad (6)$$

где $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры.

Частота, при которой квантовые и диссипативные эффекты становятся сравнимыми, т. е. $a_{rad} = a_Q$, равна

$$\omega_{RQ} = \kappa_{RQ} e^4 m_e / \hbar^3. \quad (7)$$

Здесь коэффициент κ_{RQ} по порядку величины равен единице. Его вычисление [33] дает значения длины волны $\lambda_{RQ} = 2\pi c/\omega_{RQ} = 0.8$ мкм и интенсивности $1.5 \cdot 10^{23}$ Вт/см².

При приближении величины электромагнитного поля к критическому полю квантовой электродинамики $E_S = m_e^2 c^3 / e\hbar$, отвечающему интенсивности излучения 10^{29} Вт/см², становится возможным рождение электронно-позитронных пар в вакууме и поляризация вакуума [18]. В работе [34] было показано, что оптимизируя конфигурацию электромагнитного поля, можно существенно понизить порог рождения пар. Рождение пар может происходить и при существенно более низких значениях поля вследствие взаимодействия гамма-квантов с электромагнитной волной в соответствии с механизмом Брейта–Уиллера [35].

В плазме принципиальную роль играют коллективные поля. Коллективный отклик плазмы в релятивистски сильном электромагнитном поле зависит от энергии электронов, т. е. от амплитуды поля a_0 . Характерная плазменная частота может быть оценена как $\omega = \omega_{pe} (1 + a_0^2)^{-1/4}$ [36], где $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n e^2 / m_e}$ — ленгморовская частота. Отсюда следует порядок величины пространственного масштаба релятивистских объектов в плазме, который равен приблизительно $ca_0^{1/2} / \omega_{pe}$. Мерой коллективного отклика плазмы служит отношение ω/ω_0 , где ω_0 — лазерная частота. Если это отношение мало, $\omega/\omega_0 \ll 1$, то плазма прозрачна для электромагнитного излучения. Мишени с плотностью плазмы меньшей критической $n_{cr} = m_e \omega_0^2 / 4\pi e^2$ используются для ускорения электронов [5], генерации рентгеновского излучения [6–8], и т. д. В противоположном

случае, $\omega/\omega_0 \gg 1$, плазма имеет сверхкритическую плотность, $n/n_{cr} \gg 1$, и не прозрачна для лазерного излучения. Такая плазма появляется в процессе взаимодействия лазерных импульсов с твердотельными мишенями для ускорения ионов и генерации гармоник высокого порядка.

Фундаментальное значение для физики нелинейных процессов в лазерной плазме играет явление самофокусировки, открытое Аскарьяном [37], которое возникает вследствие зависимости показателя преломления среды от интенсивности электромагнитной волны. В релятивистском режиме лазерный импульс подвержен самофокусировке из-за релятивистской зависимости инерции электрона от его энергии и из-за перераспределения электронов под действием пондеромоторного давления электромагнитного импульса. Порог релятивистской самофокусировки [22] определяется мощностью излучения и плотностью электронов плазмы:

$$\mathcal{P} > \bar{\mathcal{P}}(\omega_0/\omega_{pe})^2, \quad (8)$$

где характерное значение мощности $\bar{\mathcal{P}} = 2m_e^2 c^5 / e^2 \approx 17$ ГВт. Если мощность лазерного излучения существенно превышает порог самофокусировки, то импульс может распаться на несколько филаментов.

В результате самофокусировки амплитуда лазерного импульса в плазме становится равной (при условии, что образуется один филамент) [38]

$$a_0 = \left(\frac{\mathcal{P}}{\bar{\mathcal{P}}}\right)^{1/3} \left(\frac{\omega_0}{\omega_{pe}}\right)^{2/3}. \quad (9)$$

4. ЛАЗЕРНОЕ УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Одним из направлений, привлекающих наибольшее внимание в области релятивистской лазерной плазмы, является развитие коллективных методов ускорения заряженных частиц. Преимущества коллективных методов ускорения известны, начиная с середины 50-х годов прошлого века, когда Будкер, Векслер и Файнберг предложили несколько схем плазменных ускорителей частиц. Известно, что в стандартных ускорителях заряженных частиц значение электрического поля ограничено порогом электрического пробоя, развивающегося на стенках камеры, что обуславливает большие размеры ускорителей (длина Большого адронного коллайдера в ЦЕРНе равна 27 км). Для коллективных электрических полей в плазме подобного ограничения нет,

поэтому их размер может быть на много порядков величины меньше.

4.1. Ускорение электронов кильватерными волнами

В лазерных методах ускорения электронов наибольшее развитие получил предложенный Таджикиной и Доусоном механизм ускорения, использующий электрическое поле кильватерных плазменных волн [39] (см. также обзорную статью [5]).

В этом методе короткий лазерный импульс возбуждает в плазме кильватерную плазменную волну, фазовая скорость которой v_{ph} равна групповой скорости электромагнитного импульса v_g . Если кильватерная волна слабо нелинейна, т. е. лазерный импульс имеет амплитуду порядка единицы a_0 , то фазовая скорость кильватерной волны равна $v_{ph} \approx c(1 - \omega_{pe}^2/2\omega_0^2)$. Амплитуда кильватерной волны, выраженная через электростатический потенциал, есть $\varphi_w \approx m_e c^2 / e$. При этом длина дефазировки между кильватерной волной и ускоряемым электроном (длина ускорения) равна $l_{acc} = \lambda_p / (1 - \beta_{ph})$, где $\beta_{ph} = v_{ph}/c$ и $\lambda_p = 2\pi c / \omega_{pe}$. Электроны могут ускориться до энергии $\mathcal{E}_e = e\varphi_w / (1 - \beta_{ph}) \approx 2m_e c^2 \gamma_{ph}^2$. Предполагая, что мощность лазерного излучения находится вблизи порога самофокусировки и используя условие (9), найдем зависимость энергии ускоренных электронов от мощности лазерного импульса:

$$\mathcal{E}_e = \mathcal{P} / \bar{\mathcal{P}}. \quad (10)$$

Представим это выражение в виде $\mathcal{E}_e = 10(\mathcal{P}/1 \text{ Пвт}) \text{ ГэВ}$, из которого следует, что, с петаваттным лазером, можно получить электроны с энергией 10 ГэВ.

Один из наиболее важных вопросов связан с оптимальным механизмом инжекции электронов в ускоряющую фазу кильватерного поля, обеспечивающим высокое качество пучков ускоренных электронов. Используются механизмы инжекции, основанные на опрокидывании кильватерной волны большой амплитуды, приводящему к многопоточковому течению, на дополнительной ионизации ионов плазмы сторонним лазерным импульсом, на оптической инжекции при столкновении лазерных пучков и на контролируемом опрокидывании нелинейных плазменных волн в плазме с неоднородной плотностью.

Энергия ускоренных электронов определяется процессами дефазировки и потерями энергии лазерного импульса. Эти ограничения преодолеваются в

схеме многосекционного лазерного ускорителя. Лазерный ускоритель с секциями различной длины обладает дополнительными возможностями оптимизации. В значительной доле экспериментов используются капиллярные разряды для обеспечения каналирования лазерного излучения и его транспортировки на значительные расстояния без расфокусировки [40].

В экспериментах, описанных в статье [41], кильватерная волна возбуждалась в плазме внутри капилляра импульсом петаваттного лазера. Пучок электронов с энергией 4.3 ГэВ был ускорен в области плазмы с размером 9 см. В стандартных ускорителях, сравнимая энергия достигается на нескольких километрах.

4.2. Ускорение ионов в лазерной плазме

Ускорение ионов в лазерной плазме происходит в соответствии с несколькими сценариями, которые определяются параметрами лазерного излучения (его интенсивностью) и облучаемой мишени (плотностью плазмы в ней и ее размерами).

Наиболее подробно изученный механизм ускорения ионов обусловлен образованием относительно сильного электрического поля разделения электрического заряда на поверхности облучаемой лазером мишени вследствие нагрева электронной компоненты [42]. Примером реализации такого механизма ускорения ионов служат эксперименты [43], в которых при облучении тонкой металлической мишени микронной толщины излучением лазера мощностью 200 ТВт был получен пучок протонов с энергией 40 МэВ.

Если мощное лазерное излучение полностью разделяет заряды, удаляя почти все электроны из облучаемой области, то реализуется так называемый режим «кулоновского взрыва», когда оставшиеся ионы ускоряются под действием силы кулоновского отталкивания одноименных зарядов [44].

На границе области параметров между этими двумя режимами ускорение ионов происходит под действием радиационного давления излучения (РДИ). Можно проследить связь между РДИ-механизмом ускорения ионов и классическими экспериментами П. Н. Лебедева по измерению давления света, а также с идеями В. И. Векслера по коллективным методам ускорения заряженных частиц [45]. Данный механизм ускорения обладает высокой эффективностью. РДИ-механизм реализуется, когда лазерный импульс может вызывать движе-

ние тонкой фольги как целого. При этом происходит передача импульса от электромагнитной волны убегающему (движущемуся в том же направлении, что и волна) релятивистскому зеркалу, роль которого здесь играет тонкая мишень, не прозрачная для лазерного импульса. У отраженного электромагнитного импульса частота и энергия меньше, чем у исходного падающего на зеркало излучения (эффект Доплера). Частота отраженной волны понижается в отношении, равном $(1 + \beta_M)/(1 - \beta_M)$, которое в пределе $\beta_M \rightarrow 1$ приблизительно равно $4\gamma_M^2$. Здесь $\gamma_M = 1/\sqrt{1 - \beta_M^2}$ — это релятивистский фактор Лоренца, определяемый скоростью зеркала $c\beta_M$. Энергия отраженного электромагнитного импульса при этом равна $\mathcal{E}_{las}(1 - \beta_M)/(1 + \beta_M)$, где \mathcal{E}_{las} — энергия падающего на зеркало лазерного импульса. Таким образом энергия, передаваемая мишени, равна $2\mathcal{E}_{las}\beta_M/(1 + \beta_M)$. В пределе $\gamma_M \gg 1$ практически вся энергия лазерного излучения передается ускоренным ионам [46].

В общем случае энергия ионов (протонов) \mathcal{E}_p определяется энергией лазерного импульса \mathcal{E}_{las} и числом ионов в области, облучаемой лазером, \mathcal{N}_{tot} :

$$\mathcal{N}_{tot}\mathcal{E}_p = 2\mathcal{E}_{las}\frac{\beta_M}{1 + \beta_M}. \quad (11)$$

В нерелятивистском пределе по энергии ионов отсюда следует соотношение $\mathcal{E}_p = 400(10^{11}/\mathcal{N}_{tot})^2 \times (\mathcal{E}_{las}/10 \text{ Дж})^2 \text{ МэВ}$.

Первые указания на ускорение ионов согласно РДИ-механизму получены в экспериментах по взаимодействию мощных лазерных импульсов с тонкими мишенями [47].

Вследствие релятивистского характера взаимодействия лазерного излучения с плазмой, формирующего пучки заряженных частиц, которые генерируют крупномасштабное квазистатическое магнитное поле, магнитное поле играет важную роль и в ускорении ионов. Оно возникает внутри каналов самофокусировки [21]. На границе плазмы и вакуума магнитное поле имеет вид тороидальных магнитных вихрей, где, создавая и поддерживая разделение электрического заряда, оно способствует ускорению и коллимации пучков быстрых ионов [48]. Как показано в работе [38], в условиях магнитного механизма ускорения петаваттного лазерного излучения, взаимодействуя с плазмой критической плотности, может приводить к появлению пучков ионов с энергией порядка 1 ГэВ. Магнитный механизм привлекался для интерпретации ускорения ионов, наблюдавшегося в экспериментах [49].

5. ЖЕСТКОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Релятивистская лазерная плазма служит источником когерентного и некогерентного электромагнитного излучения с частотой, существенно выше лазерной. Некогерентное излучение возникает вследствие излучения в линиях не полностью ионизованных атомов, фотоионизации, тормозного излучения быстрых электронов, томсоновского рассеяния лазерного излучения и других процессов [50].

Большое внимание уделяется излучению ускоренных кильватерным полем релятивистских электронов, которое называется бетатронным излучением (см. обзорную статью [8]). Кильватерная волна, создаваемая в плазме сверхкоротким лазерным импульсом, имеет пространственную структуру, напоминающую каверну в плотности электронной компоненты [51]. Электрическое поле внутри каверны имеет не только продольную составляющую, в которой ускоряются электроны, но и поперечную радиальную компоненту, вызывающую радиальные колебания электронов. Эти релятивистские электроны излучают направленный пучок фотонов. Такой механизм, называемый ондуляторным излучением [52], лежит в основе работы лазеров на свободных электронах. Для типичных параметров лазерной плазмы энергия фотонов попадает в рентгеновский диапазон.

5.1. Релятивистские гармоники высокого порядка

Когерентное высокочастотное излучение обычно имеет вид гармоник высокого порядка лазерного излучения. Его механизмом может быть нелинейная поляризация атомов и молекул мишени [6]. Однако этот механизм имеет естественный предел по интенсивности, связанный с ионизацией атомов. В релятивистском пределе такого ограничения нет, поскольку физической причиной генерации гармоник служат нелинейные процессы в полностью ионизованной плазме. Одним из самых простых механизмов появления гармоник является формирование электромагнитной волны от модуляций электронной плотности, наведенных сильным падающим на неоднородную плазму излучением. Подобного рода модуляции представляют собой тонкие осциллирующие электронные слои высокой плотности. Взаимодействие электромагнитного поля с такими слоями может рассматриваться как отражение от осциллирующего зеркала. В соответствии с эффектом Доплера (в данном случае — случае отражения волны от движущегося объекта — говорят о двойном эф-

фекте Доплера) частота отраженной волны изменяется. Поскольку в течение половины периода колебаний волна отражается от движущегося навстречу зеркала, а в течение половины периода колебаний взаимодействие происходит с удаляющимся зеркалом, то частота отраженного излучения как повышается, так и понижается. В результате его спектр обогащается гармониками. Этот механизм генерации релятивистских гармоник был назван в статье [53] «механизмом релятивистского осциллирующего зеркала» (подробное теоретическое описание лежащих в основе нелинейных процессов можно найти в обзорной статье [7], а обсуждение последних экспериментальных результатов представлены в обзоре [6]).

Можно увидеть аналогию между упомянутой выше каверной, создаваемой в плотности электронов ультракоротким лазерным импульсом, и каверной в жидкости позади быстро движущегося тела. Достаточно короткий лазерный импульс производит также «головную ударную волну» [54]. В том месте, где головная ударная волна и стенки каверны смыкаются, образуется особенность в распределении течения электронной компоненты, которая приводит к формированию сгустка электронов большой плотности в области малого размера. Область повышенной плотности электронов движется с фазовой скоростью кильватерной волны, равной групповой скорости лазерного импульса, которая в разреженной плазме близка к скорости света в вакууме. Под действием лазерного поля электронный сгусток колеблется в поперечном направлении и излучает [55]. Частотный спектр излучения может быть описан в рамках теории томсоновского рассеяния, т. е. его характерная частота пропорциональна лазерной частоте и кубу энергии частиц. Малый размер сгустка обеспечивает когерентность излучения, а из-за большой плотности источник излучения обладает высокой яркостью. Характерная энергия фотонов $\hbar\omega_{НОН}$ в рамках данного механизма по порядку величины равна

$$\hbar\omega_{НОН} = \hbar\omega_0 \left(\frac{\mathcal{P}}{\mathcal{P}} \frac{\lambda_0^2}{l_{las}^2} \right)^{3/2}. \quad (12)$$

Это выражение дает оценку $\hbar\omega_{НОН} = 4(\mathcal{P}/1 \text{ ПВт})^{3/2} \text{ КэВ}$, где длина лазерного импульса l_{las} предполагается равной $15\lambda_0$.

5.2. Концепция релятивистского летящего зеркала

Концепция релятивистского зеркала основана на двойном эффекте Доплера, который приводит к по-

вышению частоты отраженного от релятивистского зеркала излучения в соответствии с выражением [56]

$$\omega_{FM} = \frac{\omega_0(1 + \beta_M^2) + 2\beta_M\sqrt{\omega_0^2 - \omega_{pe}^2} \cos \theta_i}{1 - \beta_M^2}, \quad (13)$$

где β_M — нормированная скорость зеркала, θ_i — угол падения, ω_{pe} — плазменная частота, отвечающая плотности плазмы, в которой распространяются электромагнитные волны. При нормальном падении частота отраженного света равна $\omega_{FM} = \omega_0(1 + \beta_M)/(1 - \beta_M)$ и к сжатию электромагнитного импульса в продольном направлении в такое же отношение. В работе [57] предложено в качестве релятивистских зеркал использовать тонкие плотные слои электронов, формирующихся в нелинейных кильватерных волнах. В силу релятивистских эффектов электронные слои имеют форму параболоидов, отвечающих обсуждавшейся выше каверне в электронной плотности. Тонкие параболоиды движутся со скоростью кильватерной волны, т. е. для отраженного излучения представляют собой релятивистские фокусирующие зеркала. В нелинейных плазменных волнах распределение электронной плотности имеет вид каспа. Такого рода особенность обеспечивает не экспоненциально малое значение коэффициента отражения ($R \approx \gamma_M^{-4}$, см. [7]). Отражение от релятивистского параболического зеркала приводит к фокусировке излучения в фокусное пятно с поперечным размером равным $\lambda_0/2\gamma_M \cos^2 \theta_i/2$, т. е. в размер существенно меньший длины волны исходного электромагнитного излучения. Продольное и поперечное сжатие импульса обеспечивает его интенсификацию в отношении $(D/\lambda_0)^2\gamma_M^2$, которое существенно превышает единицу, несмотря на малость коэффициента отражения. Здесь D равно поперечному размеру падающего на зеркало электромагнитного пучка.

В экспериментах [58] было осуществлено нелинейное взаимодействие двух сталкивающихся в плазме лазерных импульсов. Было продемонстрировано повышение частоты в 100 и 140 раз. Найдено, что число зарегистрированных отраженных фотонов соответствует предсказанному теоретически.

Существуют другие модели релятивистских зеркал в лазерной плазме, такие как тонкие электронные слои, формирующиеся вблизи поверхности твердотельных мишеней [59], и тонкие ионно-электронные слои ускоряемых лазерным излучением мишеней [60]. В последнем случае, кроме повышения основной частоты лазера, происходит генерация

гармоник высокого порядка, частота которых сдвинута в область больших значений вследствие релятивистского движения источника.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы являемся свидетелями быстрого развития лазерных технологий и прогресса в теоретическом и экспериментальном исследовании взаимодействия мощного электромагнитного излучения с веществом. Эти исследования открывают пути создания компактных ускорителей заряженных частиц и источников высокой яркости сверхкоротких импульсов рентгеновского и гамма-излучения с перестраиваемой частотой. Развитие этих направлений в перспективе приведет к новым приложениям в медицине, материаловедении, для моделирования астрофизических процессов, в ядерной физике, управляемом термоядерном синтезе и для фундаментальных исследований.

Одной из основополагающих в этой области является теоретическая работа Келдыша по ионизации атома сильным электромагнитным излучением [17]. Подход, сформулированный в этой работе, находит применение и для решения задач, относящихся к области нелинейной квантовой электродинамики [19].

Работа выполнена в рамках программы ИмПАКТ Совета по науке, технологиям и инновациям (кабинет министров, правительство Японии).

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Danson et al., High Power Laser Science and Engineering **3**, e3 (2015).
2. G. H. Miller et al., Opt. Eng. **43**, 2841 (2004); J. Ebrardt and J. M. Chaput, J. Phys.: Conf. Ser. **244**, 032017 (2010); J. D. Lindl et al., Phys. Plasmas **11**, 339 (2004).
3. G. A. Mourou et al., Rev. Mod. Phys. **78**, 309 (2006).
4. M. Borghesi et al., **49**, 412 (2006); H. Daido et al., Rep. Prog. Phys. **75**, 056401 (2012).
5. E. Esarey et al., Rev. Mod. Phys. **81**, 1229 (2009).
6. F. Krausz and M. Ivanov, Rev. Mod. Phys. **81**, 163 (2009); U. Teubner and P. Gibbon, Rev. Mod. Phys. **81**, 445 (2009).
7. С. В. Буланов и др., УФН **183**, 449 (2013).

8. S. Corde et al., *Rev. Mod. Phys.* **85**, 1 (2013).
9. M. Tabak et al., *Phys. Plasmas* **1**, 1626 (1994).
10. M. Roth et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 436 (2001); В. Ю. Быченков, и др., *Физика плазмы* **27**, 1076 (2001); С. Ю. Гуськов, *Физика плазмы* **39**, 1 (2013).
11. M. Marklund and P. Shukla, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 591 (2006); A. Di Piazza et al., *Rev. Mod. Phys.* **84**, 1177 (2012).
12. B. Remington et al., *Rev. Mod. Phys.* **78**, 755 (2006); S. V. Bulanov et al., *Eur. Phys. J. D* **55**, 483 (2009); С. В. Буланов и др., *Физика плазмы* **41**, 3 (2015).
13. D. W. Savin et al., *Basic Research Needs for High Energy Density Laboratory Physics, Report of the Workshop on High Energy Density Laboratory Physics Research Needs*, November 15–18, 2009, Rockwill, MD, USA. US Department of Energy, Office of Science and Nuclear Security Administration (2010). arXiv:1103.1341v1 [astro-ph.IM].
14. ELI-Extreme Light Infrastructure Science and Technology with Ultra-Intense Lasers WHITEBOOK, ed. by G. A. Mourou, G. Korn, W. Sandner, and J. L. Collier, THOSS MediaGmbH, Berlin (2011).
15. А. В. Коржиманов и др., *УФН* **181**, 9 (2011).
16. J. P. Zou et al., *High Power Laser Science and Engineering* **3**, e2 (2015).
17. Л. В. Келдыш, *ЖЭТФ* **47**, 1945 (1964).
18. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Квантовая электродинамика*, Наука, Москва (1980).
19. В. С. Попов, *УФН* **174**, 921 (2004).
20. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, Наука, Москва (1988).
21. Г. А. Аскарьян и др., *Письма в ЖЭТФ* **60**, 240 (1994).
22. А. Г. Литвак, *ЖЭТФ* **57**, 629 (1969).
23. S. V. Bulanov et al., *J. Plasma Fusion Research* **75**, No. 5-CD, 506 (1999).
24. S. V. Bulanov et al., *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3562 (1996).
25. A. D. Strickland and G. Mourou, 1985, *Opt. Commun.* **56**, 212 (1985).
26. A. Dubietis et al., *Opt. Commun.* **88**, 437 (1992).
27. T. Esirkepov et al., *Nucl. Instr. Meth. Res. A* **745**, 150 (2014).
28. H. Kiriya et al., *IEEE J. Selected Topics Quan. Elec.* **21**, 1601118 (2015).
29. F. Pegoraro et al., *Phys. Lett. A* **347**, 133 (2005).
30. P. Corkum, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1994 (1993).
31. V. Yanovskij et al., *Opt. Express* **16**, 2109 (2008).
32. Я. Б. Зельдович, А. Ф. Илларионов, *ЖЭТФ* **61**, 880 (1972); A. D. Steiger and C. H. Woods, *Phys. Rev. D* **5**, 2912 (1972); Я. Б. Зельдович, *УФН* **115**, 161 (1975); C. H. Keitel et al., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **31**, L75 (1998).
33. T. Zh. Esirkepov et al., *Phys. Lett. A* **379**, 2044 (2015).
34. S. S. Bulanov et al., *Phys. Rev. Lett.* **104**, 220404 (2010).
35. G. Breit and J. A. Wheeler, *Phys. Rev.* **46**, 1087 (1934); А. И. Никишов, В. И. Рягус, *УФН* **100**, 724 (1970); A. R. Bell and J. G. Kirk, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 200403 (2008); A. M. Fedotov et al., *Phys. Rev. Lett.* **105**, 080402 (2010).
36. А. И. Ахиезер, Р. В. Половин, *ЖЭТФ* **30**, 915 (1956).
37. Г. А. Аскарьян, *ЖЭТФ* **42**, 1568 (1962); *УФН* **111**, 249 (1971).
38. S. S. Bulanov et al., *Phys. Plasmas* **17**, 043105 (2010).
39. T. Tajima and J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979).
40. Y. Erlich et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4186 (1996); N. A. Bobrova et al., *Phys. Rev. E* **65**, 016407 (2002); T. Kameshima et al., *Phys. Plasmas* **16**, 093101 (2009); N. A. Bobrova et al., *Phys. Plasmas* **20**, 020703 (2013); J. van Tilborg et al., *Phys. Rev. Lett.* **115**, 184802 (2015).
41. W. P. Leemans et al., *Phys. Rev. Lett.* **113**, 245002 (2014).
42. А. В. Гуревич и др., *ЖЭТФ* **49**, 647 (1965); S. C. Wilks et al., *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1383 (1992); P. Mora, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 185002 (2003); M. Nishiuchi et al., *Phys. Lett. A* **357**, 339 (2006); M. Passoni and M. Lontano, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 115001 (2008); A. Andreev et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 155002 (2008).
43. K. Ogura et al., *Opt. Lett.* **37**, 2868 (2012).

44. I. Last et al., *J. Chem. Phys.* **107**, 6685 (1997); T. Ditmire et al., *Nature London* **398**, 6727 (1999); V. E. Kovalev et al., *JETP Lett.* **74**, 10 (2001); K. Nishihara et al., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **464**, 98 (2001); S. Sakabe et al., *Phys. Rev. A* **69**, 023203 (2004); E. Yu. Echkina et al., *Laser Physics* **19**, 228 (2009); T. Nakamura et al., *Phys. Lett. A* **373**, 2584 (2009).
45. В. И. Векслер, *Атомная энергия* **2**, 427 (1957).
46. Т. Есиркепов et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 175003 (2004).
47. S. Kar et al., *Phys. Rev. Lett.* **100**, 225004 (2008); S. Kar et al., *Phys. Rev. Lett.* **109**, 185006 (2012).
48. А. В. Кузнецов и др., *Физика плазмы* **27**, 225 (2001); С. В. Буланов и др., *Физика плазмы* **31**, 369 (2005); S. V. Bulanov and T. Zh. Esirkepov, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 049503 (2007).
49. K. Matsukado et al., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 215001 (2003); A. Yogo et al., *Phys. Rev. E* **77**, 016401 (2008); Y. Fukuda et al., *Phys. Rev. Lett.* **103**, 165002 (2009).
50. А. Ya. Faenov et al., *Scientific Rep.* **5**, 13436 (2015).
51. A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, *Appl. Phys. B* **74**, 355 (2002).
52. Н. А. Винокуров, Е. Б. Левичев, *УФН* **185**, 917 (2015).
53. S. V. Bulanov, N. M. Naumova, and F. Pegoraro, *Phys. Plasmas* **1**, 745 (1994).
54. Т. Zh. Esirkepov, S. V. Bulanov, and Y. Kato, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 265001 (2008).
55. A. S. Pirozhkov et al., *Phys. Rev. Lett.* **108**, 135004 (2012).
56. A. Einstein, *Ann. Phys. (Leipzig)* **17**, 891 (1905).
57. S. V. Bulanov et al., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 085001 (2003).
58. M. Kando et al., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 135001 (2007); A. S. Pirozhkov et al., *Phys. Plasmas* **14**, 123106 (2007); M. Kando et al., *Phys. Rev. Lett.* **103**, 235003 (2009).
59. V. V. Kulagin et al., *Phys. Plasmas* **14**, 11310 (2007).
60. Т. Zh. Esirkepov et al., *Phys. Rev. Lett.* **103**, 025002 (2009).