

УДК 535.1

## ОБ ЭФФЕКТЕ ТРАНСФОРМАЦИИ ДЛИНЫ ВОЛНЫ, ДЛИТЕЛЬНОСТИ И МОЩНОСТИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ РАССЕЯНИИ НА УСКОРЕННО ЛЕТАЮЩИХ ЧАСТИЦАХ

© 2014 г.

С.А. Семиков

Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского

sergey-semikov@yandex.ru

Поступила в редакцию 25.09.2013

Рассмотрен эффект преобразования света на ускоренно движущихся частицах, следующий из баллистической теории Ритца. Предсказанные эффекты преобразования длины волны, длительности импульсов и генерации гармоник сопоставлены с результатами космических наблюдений и лабораторных опытов с синхротронным излучением и аттосекундными импульсами. Предложены схемы установок для проверки эффекта Ритца, трансформации спектра и мощности лазерных импульсов.

*Ключевые слова:* баллистическая теория, преобразование частоты света, генерация гармоник.

Эффект трансформации длительности электромагнитных сигналов от ускоренно движущегося источника был предсказан В. Ритцем в 1908 г. в его баллистической теории света [1]. Как показал анализ [2–4], эта теория не противоречит известным экспериментам [5, 6]. Согласно теории Ритца, в вакууме источник дополнительно сообщает свою скорость  $v$  свету, испущенному относительно источника со стандартной скоростью света  $c$ , а относительно приёмника – со скоростью  $c + v$ . При ускоренном движении источника к приёмнику волновые фронты, получая в моменты испускания всё большие скорости, догоняют друг друга, сокращая длину волны  $\lambda$  и длительность импульса  $\Delta t$ . Если ускорение источника направлено от приёмника, гребни световых волн расходятся, удлиняя  $\lambda$  и  $\Delta t$ . Из кинематики и закона сохранения следуют преобразования  $\Delta t$ ,  $\lambda$ , мгновенной мощности  $P$  и поля  $E$  импульсов света [4]:

$$\begin{aligned} \Delta t' &= \Delta t \left( 1 + \frac{La_r}{c^2} \right), \quad \lambda' = \lambda \left( 1 + \frac{La_r}{c^2} \right), \\ P' &= P \left( 1 + \frac{La_r}{c^2} \right)^{-1}, \quad E' = E \left( 1 + \frac{La_r}{c^2} \right)^{-1/2}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $a_r$  – лучевое ускорение источника,  $L$  – путь света. Эффект (1) и назван эффектом Ритца.

Обычно эффект мал, так как в знаменателе (1) – квадрат скорости света. И на лабораторных дистанциях  $L \sim 1$  м, даже при экстремальных ускорениях источника  $a_r \sim 10^7$  м/с<sup>2</sup>, когда  $(\lambda' - \lambda)/\lambda \sim 10^{-10}$ , эффект (1) нельзя выявить спектральными методами. Но он регистрируется по эффекту Мёссбауэра – по сдвигу частоты  $\gamma$ -лучей от ускоренных источников [4–6].

Эффект заметней на космических дистанциях  $L$ . Так, у галактик ускорения в видимых участках ядер направлены от нас ( $a_r > 0$ ), и длины волн  $\lambda'$  росли бы пропорционально дистанциям  $L$  галактик. Эффект (1) подобен хаббловскому закону красного смещения  $\lambda' = \lambda(1 + LH/c)$ . Измеренный коэффициент  $H = 74$  (км/с)/Мпк (постоянная Хаббла) близок к расчётному коэффициенту  $a_r/c \sim 70$  (км/с)/Мпк, найденному по ускорениям  $a_r = V^2/R$  галактик при типичных для них окружных скоростях  $V \sim 200$  км/с и радиусах ядер  $R \sim 0.002$  Мпк [4].

Как показал Дж. Фокс [2], от переизлучения межзвёздным галактическим газом с показателем преломления  $n$  свет теряет избыток скорости и на дистанции  $l = \lambda/2\pi(n - 1)$  приобретает скорость переизлучающего газа, галактическое вращение которого и задаёт далее величину эффекта (1). Для разных  $\lambda$  толщина переизлучающего слоя  $l$  различна, и для них определяющим оказывается лучевое ускорение газа  $a_r = V^2/(R + l)$  на разных радиусах  $R + l$ . Это различие объясняет выявленную разницу красных смещений в радио- и оптическом диапазоне [7]. Для разных длин волн  $\lambda_i$  оптического спектра, отвечающих спектральным линиям разных элементов,  $l$  – тоже разная и зависит от показателя преломления  $n$  соответствующего газа. Общий показатель преломления  $n$  стремительно растёт возле резонансных частот  $f_{0i} = c/\lambda_i$  спектральных линий:

$$n = \sqrt{1 + \sum_i \frac{N_i s_i}{(f_{0i}^2 - f^2)}}, \quad (2)$$

и для них длины переизлучения  $l_i = \lambda_i/2\pi(n - 1)$  сильно снижены, причём в разной степени, так как в межзвёздном газе разнятся концентрации  $N_i$  атомов разных элементов и коэффициенты  $s_i$ , характеризующие массы, заряды и силы осцилляторов. Поэтому красные смещения одних и тех же галактик, оцененные по разным линиям  $f_{0i}$  разных элементов, могут заметно различаться. Зависимость  $n$  от номера элемента и потенциала ионизации объясняет и наблюдаемое различие красных смещений галактик в линиях щелочных элементов и железа [8].

Исторически первой стала проверка баллистической теории именно в космосе. Так, у звезды с круговой орбитой скорость  $v$ , сообщенная свету, исказит видимое движение и синусоиду графика лучевых скоростей  $v_r(t)$ , придав ей пилообразную форму, в первом приближении подобную графику  $v_r(t)$  эллиптической орбиты, вытянутой к Земле (рис. 1). В 1913 г. астрономы [9] выявили это искажение в виде эффекта Барра – преобладания звёзд с орбитами, вытянутыми к Земле, с долготами периастра  $\omega^*$  возле  $90^\circ$  [4]. Эффект Барра заметен также у экзопланет, орбиты которых не могут иметь высоких эксцентриситетов  $\varepsilon$  и неоднородного распределения по  $\omega^*$ . Например, экзопланеты WASP-18b и WASP-33b столь близки к своим звёздам, что должны обладать  $\varepsilon = 0$ . Поэтому кривые  $v_r(t)$  этих систем, отвечающие эксцентриситетам  $\varepsilon = 0.01$  и  $0.174$ , считают искажёнными, скажем, приливными эффектами [10]. Проще объясняет искажения теория Ритца, предсказавшая эффекты [9], открытые у WASP-18b и WASP-33b, где  $\omega^* \approx 90^\circ$  [10], а орбитальные скорости  $v$  достаточны для искажений. Другие

аномалии экзопланет тоже нашли простое объяснение в баллистической теории [11, 12].

Искажённая кривая лучевых скоростей соответствует эллиптической орбите лишь в первом приближении, а отклонения, как отметил Э. Фрейндлих [9], имеют вид гармоник орбитального периода, реально выявленных у двойных звёзд и экзопланетных систем. У последних гармоники интерпретируют как реальное существование экзопланет с периодами, относящимися к основному как 1:2, 1:3, 1:4 и т.д. Согласно [13], половине открытых планет присущ орбитальный резонанс 1:2. Теоретически он возможен, но редок, и форму графиков  $v_r(t)$  проще объяснить модуляцией скорости света, искажившей синусоиду графика лучевых скоростей и породившей гармоники, как в клистроне, модулирующем скорость электронов.

В лаборатории, на дистанциях  $L \sim 1$  м, для изменения  $\Delta t$ ,  $\lambda$  и  $P$  в разы в (1) требуется  $La_r/c^2 \sim \pm 1$  и  $a_r = \pm c^2/L \sim \pm 10^{17}$  м/с<sup>2</sup>. Это ускорение легко сообщить электронам, излучающим или переизлучающим свет в синхротронах, где возможно аналогичное искажение профиля электромагнитной волны от летящего по орбите радиуса  $R$  электрона, излучающего тогда не только на циклотронной частоте  $f_c$ , но и на кратных частотах  $Hf_c$  (рис. 2а, б). Интенсивность и номер  $H$  высших гармоник росли бы при росте скорости  $v$  электрона и пути  $L$  света в вакууме. Мощности излучения на частоте  $f_c$  и её гармониках сравнимы, когда ускорение электрона  $a = v^2/R$  достигает порога  $a_0 = c^2/L \sim 10^{17}$  м/с<sup>2</sup> (при  $L \sim R \sim 1$  м), то есть при  $v \sim c$ . Действительно, при  $v \sim c$  электроны, кроме излучения частоты  $f_c$ , генерируют её гармоники в форме синхротронного излучения. Отношение сигнал/шум гармоник

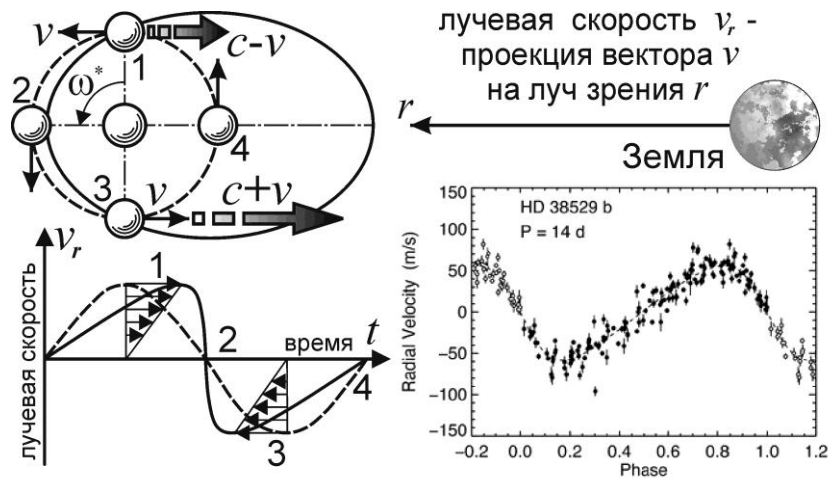


Рис. 1. Схема движения звезды по круговой орбите и кривая её лучевой скорости  $v_r(t)$  (штриховая линия). Добавление скорости звезды  $v$  к скорости света искажает видимое движение и график  $v_r(t)$  (сплошная линия). Справа – типичная кривая  $v_r(t)$  экзопланет ( $\varepsilon = 0.25$ ,  $\omega^* = 95^\circ$ )

растёт при выводе излучения через вакуумные каналы, длина которых для видимого излучения  $L \sim 1$  м, а для жёсткого рентгеновского –  $L \sim 100$  м [14], ввиду роста номеров  $H$  и мощности гармоник при росте  $L$ .

Другие свойства синхротронного излучения тоже согласуются с теорией Ритца [4, 15, 16], основанной на классической механике, где нет релятивистского роста массы  $m$  и предела скорости  $v$ . Поэтому в синхротронах импульс электронов  $mv = eBR \approx m\gamma c$ , измеренный по радиусу  $R$  их орбит в магнитном поле  $B$ , соответствует скорости  $v = eBR/m \approx \gamma c$ , где  $\gamma \approx eBR/mc \gg 1$  – измеренный гамма-фактор [15]. При добавлении скорости  $v$  электрона к скорости  $c$  его излучения (рис. 2г) оно вылетает вдоль вектора  $v$  в пределах конуса с углом полураствора  $\theta = \arcsin(c/v) \approx 1/\gamma$  [15, 16]. Импульс излучения соответствует пролёту электроном участка орбиты  $d \sim R\theta \sim R/\gamma$ , с которого излучение попадает в детектор на расстоянии  $L$  [14]. Из начала  $A$  интервала  $d$  свет дойдёт за время  $t_A = (d + L)/(c + v)$ , из конца  $B$  – через время  $t_B = d/v + L/(c + v)$  после излучения в  $A$ . Длина импульса  $\Delta T = t_B - t_A \approx d/c\gamma^2 \approx R/c\gamma^3$  в согласии с [14]. Аналогично, длительность импульса излучения из ондулятора длины  $d$  выразится как  $\Delta T \approx d/c\gamma^2$ . Поэтому замеры  $\Delta T$ , скажем, в установке «FLASH», где  $\Delta T \approx 25$  фс  $\sim d/c\gamma^2$  [17], не противоречат теории Ритца. То есть релятивистская и баллистическая теории предсказывают сходные характеристики  $\theta(\gamma)$  и  $\Delta T(\gamma)$  синхротронного излучения [14]. Сделать выбор

между теориями можно лишь путём прямых замеров скорости частиц из синхротронов [4]. В пользу баллистической теории свидетельствует и открытое по синхротронному излучению электронов их случайное движение в ондуляторах [18]. Теория Ритца давно предсказала это «броуновское» движение зарядов под ударами своего рода квантов электрического поля [1, 19].

Обычно гармоники синхротронного излучения объясняют тем, что его регистрируют в виде коротких импульсов длительностью  $\Delta T$ , от чего спектр и формируют гармоники  $Hf_c$ , вплоть до частот  $f \sim 1/\Delta T \sim \gamma^3 c/R$  (рис. 2б). Но при этом интенсивность высших гармоник мала. А с учётом эффекта Ритца (1), особенно при  $a_r = -c^2/L$ , профиль импульса  $E(t)$  исказится, обретая особенности в виде уступов и пиков, тем более высоких, чем они ближе к середине импульса и чем меньше угол  $\varphi$  точки излучения (рис. 2г, где  $a_r = -a_0$ ). Это вызовет рост интенсивности гармоник и неограниченный рост их номеров  $H$ . Лучевое ускорение  $a_r = -a\sin\varphi$ , где  $\sin\varphi \sim \sin\theta \sim 1/\gamma$ , и условие  $a_r = -c^2/L$  генерации жёсткого излучения реализуется при  $L = R/\gamma^2 \sin\varphi \sim R/\gamma$ . Тогда при малых  $\gamma$  жёсткое излучение можно получить, удлив канал  $L$  или сократив радиус  $R$ , чем и пользуются на практике. Поскольку при уменьшении  $\varphi < \theta$  пик растёт, то дальнейшее увеличение  $L = R/\gamma^2 \sin\varphi$  наращивает интенсивности высших гармоник.

В синхротроне эффект Ритца позволит преобразовывать не только собственное излучение

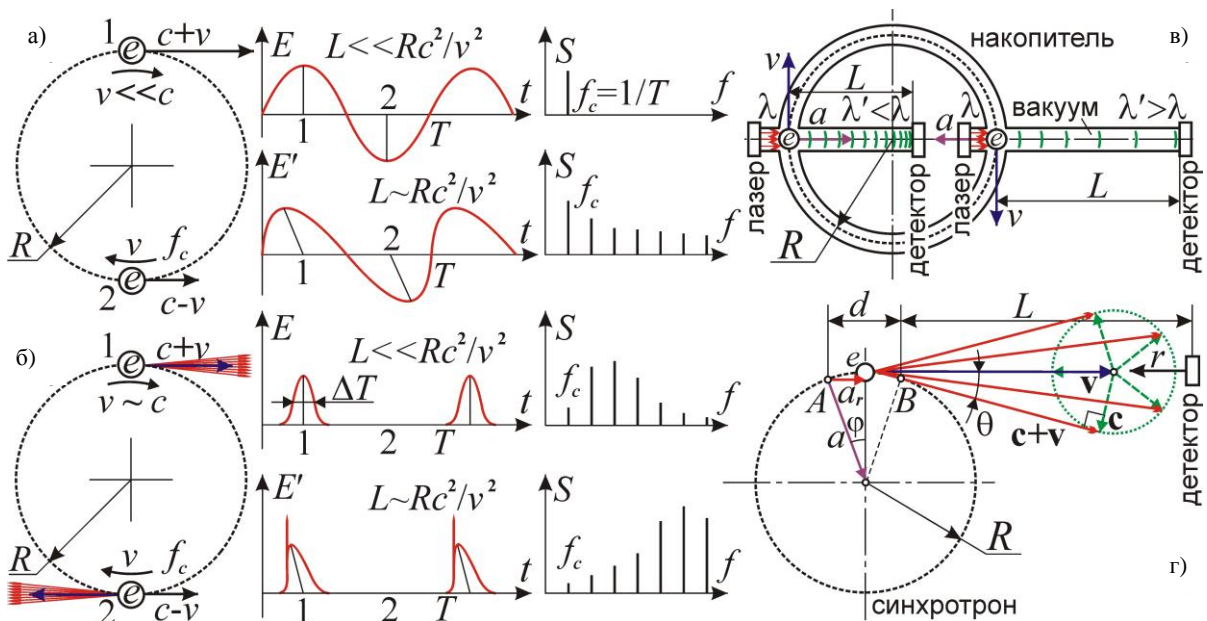


Рис. 2. Схема формирования спектра гармоник от искажения профиля волны, излучённой частицами в ускорителях (а, б). Справа – схема преобразователя частоты света, рассеянного электронами (в), и схема формирования синхротронного излучения (г)

электронов, но и рассеянное ими внешнее лазерное излучение. Обычно лазерные импульсы, рассеянные электронами, преобразуют эффектом Комптона при  $\gamma \gg 1$  [20], что требует мощных ускорителей и большого расхода энергии, то есть КПД трансформации мал. Эффект Ритца позволит трансформировать излучение даже при  $\gamma \sim 1$  в ускорителях и накопителях малой мощности с низкими синхротронными потерями, раз уже при  $v \sim c$  ускорение электронов  $a \sim a_0 \sim 10^{17}$  м/с<sup>2</sup> (при  $L \sim R \sim 1$  м). При  $\gamma \sim 1$  рассеянное излучение электрона не обладает острой направленностью синхротронного излучения, и степень трансформации ритц-эффектом максимальна для излучения, идущего вдоль вектора ускорения  $\mathbf{a}$  электрона.

Поскольку при  $v \sim c$  время  $\tau \sim R/v$  пролёта банча электронов через область облучения – порядка наносекунды, то и длительность лазерных импульсов требуется не выше:  $\Delta t \leq \tau$ . Удобен генератор пикосекундных лазерных импульсов с частотой повторения, равной частоте обращения электронных сгустков ( $\sim 10$  МГц) и ускоряющего поля в синхротроне или накопителе электронов (рис. 2в). Сохраняя  $a \sim a_0$  ( $v^2/R \sim c^2/L$ ), габариты установки можно сократить, пропорционально уменьшив  $L$  и  $R$  до сантиметров. А снизив радиус орбиты  $R$  до 0.1 мм, без изменения базы  $L \sim 1$  м скорость электронов можно снизить до  $v \sim c(R/L)^{1/2} \sim 0.01c$  (достижимой в электронной пушке), уменьшив габариты и расход энергии на разгон электронов и генерацию магнитного поля. Поскольку за период оптического поля ( $\sim 1$  фс) лучевое ускорение электронов на орбите почти не меняется, то профиль волны не искажается и гармоник не образуется, а спектр импульса смещается как целое по диапазону частот.

Ускорение  $a_0 \sim 10^{17}$  м/с<sup>2</sup> электронам может сообщать и электрическое поле  $E$ , которое при наложении в течение малого времени  $t \sim 1$  пс разгоняло бы электроны до скоростей  $v \ll c$  при малом расходе энергии [4]. В поле  $E$  ускорение  $a = Ee/m$  электрона (где  $e/m = 1.76 \times 10^{11}$  Кл/кг) достигает  $10^{17}$  м/с<sup>2</sup> уже при  $E \sim 10^6$  В/м. Эффект Ритца можно реализовать в вакуумной камере, где пучок электронов в поле  $E$  получает ускорение  $\sim 10^{17}$  м/с<sup>2</sup>, а лазерное импульсное излучение с длиной волны  $\lambda$  и длительностью импульса  $\Delta t \sim 1$  пс фокусируется на пучке и переизлучается электронами. Их свет, пролетая в вакууме дистанцию  $L \sim 1$  м до светофильтра (блокирующего свет длины волны  $\lambda$ ), попадает в спектрометр или детектор, которые при справедливости эффекта Ритца регистри-

стрируют сигнал иных длительностей  $\Delta t'$  и длин волн  $\lambda'$  (1). Меняя  $L$  в таких установках ([4] и рис. 2в), удастся плавно перестраивать длину волны из оптического в СВЧ, терагерцевый, ИК-, УФ-, рентгеновский или гамма-диапазон так же легко, как при перестройке длины волны в генераторе радиочастот.

При этом длительность импульса  $\Delta t'$  можно сжать до нуля в ходе пропорционального сжатия периода колебаний, длин волн света, как при сжатии гребней мехов гармошки. То есть, нет спектральных ограничений длительности  $\Delta t'$ : её можно сделать сколь угодно малой, а мощность  $P'$  – сколь угодно высокой. Тогда импульс, сохранив свою энергию, вырождается в дельта-функцию в ходе абсолютной фазовой фокусировки без принципиальных ограничений [4]. Раз сжатие импульса и концентрация света идут на длине  $L$  в вакууме, а не в среде, то нет и материальных ограничений  $P'$  за счет нагрева, пробоя среды, поглощения, нелинейных эффектов.

Электроны, атомы и наночастицы может ускорять и давление света  $p = 2I/c$  (рис. 3). Оно сообщает частице радиуса  $r \sim 10^{-9}$  м, плотности  $\rho \sim 10^3$  кг/м<sup>3</sup> и массы  $M = 4\pi r^3 \rho / 3$  ускорение  $a = pMr^2 / M \sim I/\rho cr \sim 10^{17}$  м/с<sup>2</sup> уже при интенсивности  $I \sim 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>, достижимой в фемтосекундных импульсах, способных ускорять и электроны пондеромоторной силой [20]. Лазерный свет, ускоряя частицы, переизлучался бы ими, далее преобразуясь ритц-эффектом.

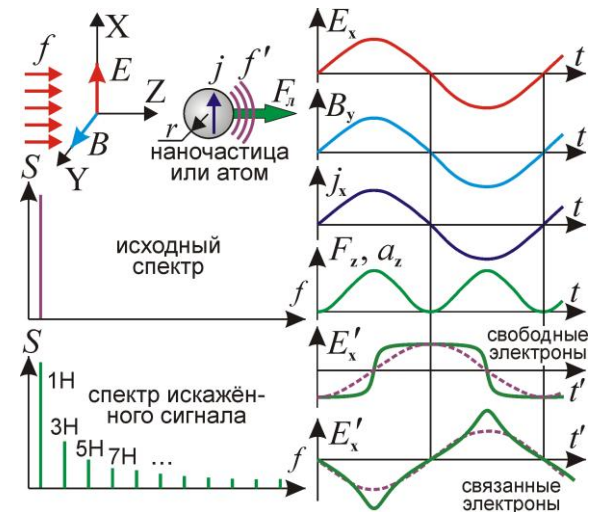


Рис. 3. Схема формирования спектра гармоник за счёт искажения профиля волны  $E(t)$ , переизлучённой ускоренно движущимися частицами

Обычно давление света данной интенсивности на частицу считают постоянным ввиду его усреднения по времени и поверхности макрообъектов. Но для частиц размером менее длины

волны  $\lambda$  сила давления света осциллирует на удвоенной частоте  $f$  колебаний светового поля. Переменное давление, модулируя ускорение источника и величину эффекта Ритца (1), искажит профиль излучаемой волны, формируя нечётные гармоники  $f$  [21]. Гармоники возникают уже при  $I \ll I_0$ , а при  $I \sim I_0$  мощности, заключённые в гармониках  $Hf$  и исходном излучении частоты  $f$ , сравнимы. Гармоники реально регистрируют в генераторах аттосекундных импульсов, где в фокусе фемтосекундного лазера атомы и наночастицы под действием светового давления получают гигантские ускорения, вплоть до  $10^{23}$  м/с<sup>2</sup> [20]. Выходит, регистрируемые при этом импульсы рентгеновского излучения аттосекундной длительности могут быть и преобразованными эффектом Ритца (1) фемтосекундными оптическими импульсами.

Рассмотрим генерацию гармоник в поле  $E(t) = E_0 \sin(\omega t)$  и  $B(t) = B_0 \sin(\omega t)$  линейно поляризованной волны. Сила Лоренца давления света на частицу радиуса  $r$  и проводимости  $\sigma$

$$F_{\text{л}}(t) \sim r^3 j(t) B(t) = r^3 \sigma E_0 B_0 [1 - \cos(2\omega t)]/2 \quad (3)$$

быстро меняется от осцилляций поля  $B(t)$  и плотности тока  $j(t) = \sigma E(t)$  в частице, модулируя с частотой  $2\omega$  её ускорение  $a = F_{\text{л}}(t)/M$ . Тогда профиль волны, переизлучённой электронами проводимости (рис. 3 – штриховая линия), искажится, приняв форму типа «меандра» (рис. 3 – сплошная линия):  $E'(t) = E_0 [\cos(\omega t) - \cos(3\omega t)/3 + \cos(5\omega t)/5 - \dots]$ , а у волны, переизлучённой связанными электронами, – форму типа «треугольника»:  $E'(t) = E_0 [\cos(\omega t) + \cos(3\omega t)/9 + \cos(5\omega t)/25 + \dots]$ . Спектр образуют нечётные гармоники частоты  $f$  вплоть до предельной  $f_{\text{max}}$ , синтезирующей самый острый участок профиля.

В опытах спектр аттосекундных импульсов, формируемых фемтосекундными импульсами в струе газа и при абляции поверхности, образован как раз нечётными гармониками [20]. За резким спадом мощности первых гармоник идёт медленное убывание – «плато», подобное асимптотическому убыванию  $1/H$  гармоник «меандра» с обрывом на частоте  $f_{\text{max}}$ . Реализацию данного механизма можно проверить, изучив зависимость спектра импульсов от дистанции  $L$ , нарастающей искажения  $E'(t)$ . А сжатие импульса, повышая интенсивность  $I$ , вызовет рост частот выше значений  $Hf$  от постоянной компоненты  $a$  и силы давления (3), усреднённой по времени:  $F_{\text{л}} \sim r^3 \sigma E_0 B_0/2$  [4, 6]. Подобный рост частот  $Hf$  при сжатии импульсов реально открыт [22]. При падении лазерного луча

на поверхность отражённый свет рассеивается на испаряемых ионах, колеблемых уже электрическим полем  $E(t)$  световой волны в плоскости падения. Кулоновская сила  $eE$  много больше  $F_{\text{л}}$ , и даже при  $I \ll I_0$  эффективность генерации гармоник должна быть выше и зависеть от угла падения и поляризации падающего света.

Расчёт выполнен для линейно поляризованного света. У циркулярно поляризованного света давление не осциллирует, создавая постоянное ускорение частиц, т.е. циркулярно поляризованный свет не создаёт гармоник частоты  $f$ , а может лишь наращивать её по эффекту Ритца (1). Действительно, как показал опыт, гармоника генерирует только линейно, а не циркулярно поляризованный свет. Но циркулярно поляризованное излучение позволит наблюдать преобразование частоты по эффекту Ритца в чистом виде при  $I \sim I_0 \sim 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Для частиц размером менее микрона оценку  $I_0$  следует уточнить, поскольку металл такой толщины прозрачен для света, передающего частице лишь малую часть своего импульса, пропорциональную числу электронов в частице. Последнее означает, что сила давления света  $F_{\text{л}}$  растёт как  $r^3$  и  $a$  не зависит от  $r$ :  $a = F_{\text{л}}/M \sim r^3 \sigma E_0 B_0 / \rho r^3 \sim 2\sigma \mu_0 I / \rho$ , откуда  $I_0 \sim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> (для  $a \sim a_0$ ). При увеличении размера  $r$  частицы ускорение может даже расти ввиду изменения свойств вещества при переходе от микро- к макромасштабам. Это объяснит более эффективную генерацию гармоник при облучении наночастиц, а не атомов, например, серебра [22]. Для частиц размером в нанометры и эта оценка  $I_0$  неточна: при поперечнике порядка десяти атомов сказывается дискретная структура вещества, велики краевые эффекты и ЭДС зарядов, наведённых полем  $E(t)$ , а давление Лапласа, сжимая частицу, сильно меняет её проводимость  $\sigma$  и другие свойства.

Выяснить основной механизм генерации аттосекундных импульсов можно, изучив зависимость спектра от расстояния  $L$  и ускорения  $a_r$  (зависящего от  $I$ ) [4, 21]. Подтверждение эффекта Ритца на основе (1) позволит повысить эффективность трансформации излучения.

Благодарю за обсуждение профессоров М.И. Бакунова и Н.С. Степанова.

*Работа выполнена в рамках программы развития «ННГУ – НИУ».*

#### Список литературы

1. Ritz W. // Ann. chim. et phys. 1908. V. 13. P. 145–275.

2. Fox J.G. // Am. J. Phys. 1965. V. 33. P. 1–17.
3. Lo Savio M. // Physics Letters A. 1988. V. 133. № 4–5. P. 176–178.
4. Семиков С.А. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2013. № 4(1). С. 56–63.
5. Франкфурт У.И., Френк А.М. Оптика движущихся тел. М.: Наука, 1972. 212 с.
6. Семиков С.А. // Тр. XIV Научной конференции по радиофизике. Н. Новгород, 2010. С. 188.
7. Мельников О.В., Попов В.С. // В сб.: Некоторые вопросы физики космоса. М.: ВАГО АН СССР, 1974. С. 9–32.
8. Бугусов К.П. // Мат-лы междунар. Науч. конгресса «Фундаментальные проблемы естествознания». СПб., 1998. 274 с.
9. Freundlich E. // Phys. Z. 1913. Bd. 14. S. 835–838.
10. Arras P., Burkart J., Quataert E., Weinberg N. // MNRAS. 2012. V. 422. Is. 2. P. 1761–1766.
11. Мушаилов Б.Р., Теплицкая В.С. // Вестник МГУ. Серия 3. 2011. № 6. С. 98–103.
12. Семиков С.А. // Техника – молодёжи. 2013. № 1. С. 24–26.
13. Rodigas T.J., Hinz P.M. // Astrophysical Journal. 2009. V. 702. P. 716–723.
14. Михайлин В., Тернов И. Синхротронное излучение. М.: Знание, 1988. 64 с.
15. Семиков С.А. // Инженер. 2011. № 12. С. 20–25.
16. Бузмаков И.В. // Современные научные исследования и инновации. 2013. № 10.
17. <http://math.ucr.edu/home/baez/physics/Relativity/SR/experiments.html>.
18. Винокуров Н.А. // Наука из первых рук. 2010. Т. 33. Вып. 3. С. 8–15.
19. Фритциус Р.С. // Тр. Междунар. конф. «Ньютон и проблемы механики». СПб., 1993.
20. Крюков П.Г. Фемтосекундные импульсы. М.: Физматлит, 2008. 208 с.
21. Семиков С.А. // Тр. XVII Научной конференции по радиофизике. Н. Новгород, 2013. С. 153.
22. Ганеев Р.А. // УФН. 2009. Т. 179. № 1. С. 65–90.

#### ON THE EFFECT OF CONVERSION OF WAVELENGTH, DURATION AND POWER OF LASER PULSES SCATTERED BY PARTICLES MOVING WITH ACCELERATION

*S.A. Semikov*

We study the effect of light conversion by particles moving with acceleration, which follows from the Ritz ballistic theory. Predicted conversion effects of wavelength, pulse duration and harmonic generation are compared with the results of cosmic observations and laboratory experiments on synchrotron radiation and attosecond pulses. Experimental setup schemes are proposed to verify the Ritz effect, transformation of spectrum and power of laser pulses.

*Keywords:* ballistic theory, light frequency conversion, harmonic generation.

#### *References*

1. Ritz W. // Ann. chim. et phys. 1908. V. 13. P. 145–275.
2. Fox J.G. // Am. J. Phys. 1965. V. 33. P. 1–17.
3. Lo Savio M. // Physics Letters A. 1988. V. 133. № 4–5. P. 176–178.
4. Semikov S.A. // Vestnik NNGU. 2013. № 4(1). S. 56–63.
5. Frankfurt U.I., Frenk A.M. Optika dvizhushchisja tel. M.: Nauka, 1972. 212 s.
6. Semikov S.A. // Tr. XIV Nauchnoj konferencii po radiofizike. N. Novgorod, 2010. S. 188.
7. Mel'nikov O.V., Popov V.S. // V sb.: Nekotorye voprosy fiziki kosmosa. M.: VAGO AN SSSR, 1974. S. 9–32.
8. Butusov K.P. // Mat-ly mezhdunar. Nauch. kongressa «Fundamental'nye problemy estestvoznaniija». SPb., 1998. 274 с.
9. Freundlich E. // Phys. Z. 1913. Bd. 14. S. 835–838.
10. Arras P., Burkart J., Quataert E., Weinberg N. // MNRAS. 2012. V. 422. Is. 2. P. 1761–1766.
11. Mushailov B.R., Teplickaja V.S. // Vestnik MGU. Serija 3. 2011. № 6. S. 98–103.
12. Semikov S.A. // Tehnika – molodjozhi. 2013. № 1. S. 24–26.
13. Rodigas T.J., Hinz P.M. // Astrophysical Journal. 2009. V. 702. P. 716–723.
14. Mihajlin V., Ternov I. Sinhrotronnoe izluchenie. M.: Znanie, 1988. 64 s.
15. Semikov S.A. // Inzhener. 2011. № 12. S. 20–25.
16. Buzmakov I.V. // Sovremennye nauchnye issledovaniija i innovacii. 2013. № 10.
17. <http://math.ucr.edu/home/baez/physics/Relativity/SR/experiments.html>.
18. Vinokurov N.A. // Nauka iz pervyh ruk. 2010. T. 33. Vyp. 3. S. 8–15.
19. Fritcius R.S. // Tr. Mezhdunar. konf. «N'juton i problemy mehaniki». SPb., 1993.
20. Krjukov P.G. Femtosekundnye impul'sy. M.: Fizmatlit, 2008. 208 с.
21. Semikov S.A. // Tr. XVII Nauchnoj konferencii po radiofizike. N. Novgorod, 2013. S. 153.
22. Ganeev R.A. // UFN. 2009. T. 179. № 1. S. 65–90.