

УДК 535.4

ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЫ, ВОЗБУЖДАЕМОЙ УЛЬТРАКОРОТКИМ СВЕТОВЫМ ИМПУЛЬСОМ

Р.М. Архипов, М.В. Архипов, Ю.А. Толмачев

Рассматриваются особенности излучения резонансной среды, возбуждаемой ультракоротким световым импульсом. Показано, что, когда возбуждающий импульс распространяется по среде со сверхсветовой скоростью, в спектре излучения среды, помимо собственной частоты элементарных осцилляторов среды, возникают новые частоты. Они зависят от пространственной частоты распределения осцилляторов и угла наблюдения.

Ключевые слова: сверхсветовое возбуждение, дифракция, ультракороткий импульс.

Введение

Теория относительности «запрещает» движение физических объектов, при котором сигнал (информация) передается в пространстве со скоростью, большей скорости света в вакууме c . Однако, если передачи сигнала не происходит, перемещение физического объекта со сверхсветовой скоростью можно реализовать. В литературе уже достаточно давно известно множество различных примеров объектов и источников, движущихся со скоростью, большей скорости света. Впервые они были рассмотрены еще на рубеже XIX–XX в.в. О. Хевисайдом и А. Зоммерфельдом [1–3]. К известным примерам можно отнести излучение Вавилова–Черенкова, возникающее при движении в среде заряженной частицы, скорость которой превосходит фазовую скорость света в данной среде [4–6]. В работах [7–9] показана возможность существования коротких световых импульсов, распространяющихся в вакууме и нелинейных резонансных средах со скоростью, большей скорости света.

При движении точки пересечения фронтов двух интерферирующих волн, или ультракоротких световых импульсов (УКИ), возникающий сгусток электромагнитного поля локализуется в области пересечения импульсов и перемещается в пространстве со скоростью $V = c / \cos(\alpha/2)$, т.е. быстрее скорости света c (α – угол между плоскими волновыми фронтами). Именно таким образом можно реализовать оптическое возбуждение среды со скоростью большей скорости света, если расположить среду вдоль движения точки пересечения фронтов интерферирующих волн.

Другой способ сверхсветового возбуждения резонансной среды реализуется при падении ультракороткого импульса на плоскую границу раздела среда–вакуум. При этом область освещения границы плоской импульсной волной движется по границе раздела со сверхсветовой скоростью $V = c/\sin\varphi$, где φ – угол падения импульса [9].

Учитывая сказанное, в настоящей работе теоретически рассматривается одна интересная особенность, которая может наблюдаться при сверхсветовом возбуждении ультракоротким световым импульсом среды, состоящей из одинаковых гармонических осцилляторов с резонансной частотой ω_0 . Данная особенность заключается в том, что при возбуждении в спектре излучения среды, помимо основной частоты ω_0 , возникают новые частоты. Они зависят от пространственной частоты распределения осцилляторов, от угла наблюдения. Появление новых частот связано с наличием переходного процесса, длительность которого зависит от скорости возбуждения и параметров среды. Как правило, оно не принимается во внимание в литературе, поэтому рассмотрение сверхсветового возбуждения резонансной среды с учетом переходных процессов представляется интересным.

Элементарный расчет поля излучения резонансной среды, возбуждаемой УКИ со сверхсветовой скоростью

Рассмотрим систему тождественных друг другу и не взаимодействующих между собой осцилляторов, вдоль оси z от $z=0$ до $z=Z_m$ (рис. 1), имеющих собственную частоту резонанса ω_0 и параметр затухания интенсивности резонансного излучения γ .

Пусть плотность осцилляторов имеет периодическое, гармоническое распределение в пространстве вдоль оси z :

$$N(z) = \frac{1}{2}(1 + \cos \alpha_z z), \quad (1)$$

где $\alpha_z \equiv \frac{2\pi}{\Lambda}$ – пространственная частота распределения, а Λ – пространственный период этого распределения. В момент времени $t=0$ по этой системе начинает распространяться со скоростью V в положительном направлении импульс возбуждения. Под действием импульсного возбуждения осцилляторы начинают излучать на собственной частоте ω_0 . Пусть излучение УКИ линейно поляризовано, а плоскость поляризации перпендикулярна плоскости рисунка. Вызывают интерес свойства излучения, регистрируемого под углом φ к оси Oz (рис. 1) на большом расстоянии от системы (или собранного в точке

наблюдения P , расположенной в фокальной плоскости MM' линзы L). Для расчета удобно вместо точки P рассмотреть сопряженную ей «опорную» плоскость, проходящую через точку Z_m и ортогональную рассматриваемому направлению распространения поля (рис. 1).

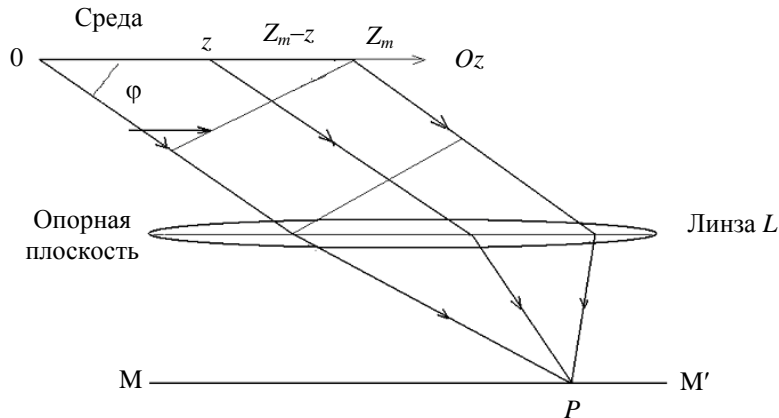


Рис. 1. Резонансная среда и излученное ею поле на опорной плоскости

Для вычисления электрического поля $E(t)$ в P надо провести суммирование полей, излученных каждым диполем среды, с учетом времени распространения света от диполя до точки наблюдения, задержки начала излучения осциллятора, вызванного конечной скоростью распространения возбуждения по среде и неоднородного (в данном случае – гармонического) распределения плотности осцилляторов.

В зависимости от величины угла наблюдения φ и соотношения скоростей c/V излучение на опорную плоскость от различных точек среды приходит в разной последовательности. На этапе, когда возбуждающий импульс идет по резонансной среде, имеет место некий переходный процесс, который сопровождается появлением новых частот в излучении. Этот этап аналогичен частному случаю рассеяния УКИ, нормально падающего на дифракционную решетку, рассмотренному в [10]. После того как возбуждающий импульс выйдет за пределы среды, наблюдатель будет регистрировать обычные колебания системы осцилляторов с собственной частотой ω_0 .

Электрическое поле излучения осциллятора, находящегося в точке z , в непосредственной близости к ней описывается выражением

$$E_z(t) = \exp\left(-\frac{\gamma}{2}\left(t - \frac{z}{V}\right)\right) \cos\left[\omega_0\left(t - \frac{z}{V}\right)\right] \cdot \Theta\left(t - \frac{z}{V}\right). \quad (2)$$

Здесь $\Theta\left(t - \frac{z}{V}\right)$ – «ступенчатая» функция Хевисайда, равная 0 при $t \leq \frac{z}{V}$ и равная 1 при $t > \frac{z}{V}$, а $\gamma/2$ – постоянная затухания амплитуды колебаний поля осцилляторов.

Перейдем к вычислению суммарного поля в точке наблюдения. Для этого необходимо модифицировать выражение (2).

Рассмотрим поле, созданное осциллятором на опорной плоскости. Из-за задержки на время $\frac{Z_m - z}{c} \cos \varphi$ при распространении излучаемой электромагнитной волны со скоростью c меняется, с точки зрения наблюдателя, электрическое поле, излученное точкой z , оно имеет вид

$$E(t) = A \cos\left[\omega_0\left(t - \frac{z}{V} - \frac{Z_m - z}{c} \cos \varphi\right)\right] \Theta\left(t - \frac{z}{V} - \frac{Z_m - z}{c} \cos \varphi\right). \quad (3)$$

Полное поле $E(t, \varphi)$ в точке P (при $\gamma = 0$) выразится интегралом от $E(t)$ из формулы (3) по z от $z = 0$ до $z = Z_m$:

$$E(t, \varphi) = \int_0^{Z_m} N(z) \cdot \cos\left[\omega_0\left(t - \frac{z}{V} - \frac{Z_m - z}{c} \cos \varphi\right)\right] \Theta\left(t - \frac{z}{V} - \frac{Z_m - z}{c} \cos \varphi\right) dz, \quad (4)$$

где плотность распределения осцилляторов $N(z)$ выражается формулой (1). Вычисление интеграла (4) показывает, что наряду с колебаниями на частоте ω_0 , в спектре переходного процесса появляется новая частота Ω :

$$\Omega = 2\pi \frac{V/\Lambda}{\frac{V \cos \varphi}{c} - 1}. \quad (5)$$

Числитель выражения (5) имеет смысл частоты процесса возбуждения системы периодически расположенных осцилляторов (в частности, например, «штрихов» пространственной дифракционной решетки) падающим импульсом.

Амплитуда новой частотной компоненты имеет экстремум при выполнении условия резонанса:

$$\frac{V}{c} = \frac{\Lambda}{\lambda_0}, \quad (6)$$

т.е. время пробега возбуждающим импульсом одного периода пространственной решетки должно совпадать с периодом колебаний осциллятора. Если возбуждение обусловлено наклонным падением плоского импульса на рассматриваемую периодическую систему под углом ϑ к нормали, то условие (6) совпадает с классической формулой дифракции на решетке с синусоидальным распределением показателя рассеяния штриха: $\Lambda \sin \vartheta = \pm \lambda_0$. Общее условие максимума амплитуды новой частотной компоненты имеет вид $|\omega_0/\Omega| = 1$. Отметим, что в случае сложного (но периодического) распределения частиц вдоль оси z наряду с частотой Ω будут возбуждаться и кратные ей гармоники (порядки дифракции выше первого).

Примеры расчета и анализ полученных результатов

Результаты численного расчета интеграла (4) с учетом затухания осцилляторов и спектр показаны на рис. 2, 3 ($c = 1$; $\frac{V}{c} = 2$; $Z_m = 10$; $\frac{\Lambda}{\lambda_0} = 5$; $\omega_0 = 20$; $\gamma = 0,9$; $\varphi = 0$; $\Omega = 8$). В этом примере и далее параметры в расчетах являются модельными для демонстрации эффекта.

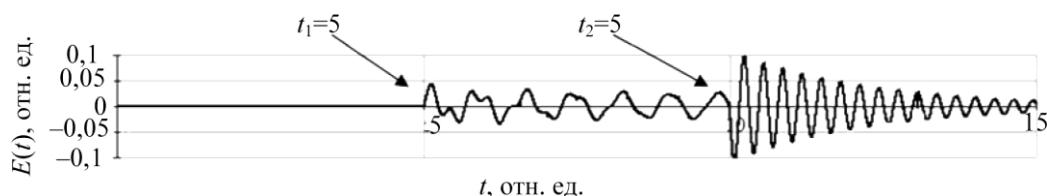


Рис. 2. Зависимость от времени электрического поля $E(t)$ в точке P

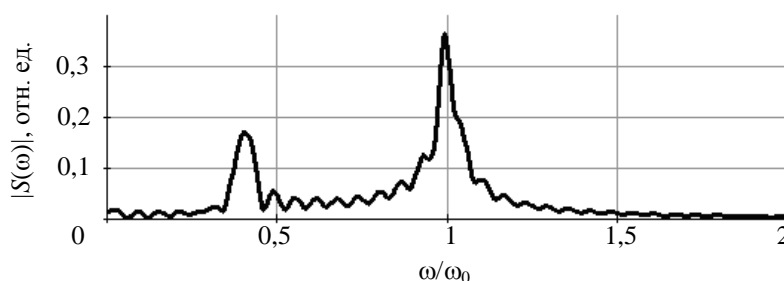


Рис. 3. Спектр $E(t)$

Как показывают рис. 2 и анализ решений, излучение исследуемой системы фиксируется наблюдателем, начиная с момента времени $t_1 = Z_m/V$, когда сверхсветовое возбуждение достигает конца среды. Затем в точку наблюдения приходит излучение от остальных, более далеких участков. В результате интерференции формируется сложный переходный процесс, который длится до момента времени $t_2 = Z_m \cos \varphi/c$, соответствующего приходу излучения от начала среды. После t_2 наблюдатель регистрирует обычное излучение системы осцилляторов на основной частоте ω_0 (затухающая синусоида после момента времени t_2).

Рассмотрим случай совпадения собственной частоты осцилляторов с новой частотой $\omega_0 = \Omega$ (рис. 4). Из (5) следует, что это условие выполнено, когда наблюдение ведется под углом

$$\varphi = \arccos\left(\frac{\lambda_0}{\Lambda} + \frac{c}{V}\right).$$

Пример поведения $E(t)$ при $\omega_0 = \Omega$ представлен на рис. 4 ($c = 1$; $\frac{V}{c} = 2$; $Z_m = 10$; $\frac{\Lambda}{\lambda_0} = 5$; $\omega_0 = \Omega = 20$; $\varphi \approx \arccos(\frac{\lambda_0}{\Lambda} + \frac{c}{V}) \approx 0,795$; $\gamma = 0,9$).

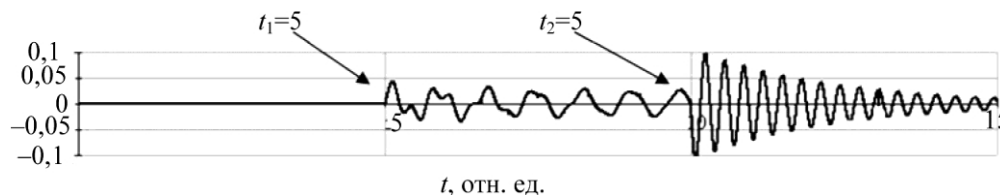


Рис. 4. Зависимость от времени электрического поля $E(t)$ в точке P при $\omega_0 = \Omega$

В течение переходного процесса, как показывают расчеты, в точке наблюдения будут складываться амплитуды монохроматических колебаний с одинаковой частотой $\omega_0 = \Omega$. Сложение волн происходит когерентно с линейно возрастающим во времени моментом начала колебаний осцилляторов, что приводит к почти линейному росту амплитуды колебаний вплоть до момента, когда импульс возбуждения достигает конца среды.

Соотношение (5) верно как при $V > c$, так и при $V < c$, однако только при сверхсветовом возбуждении возможно обращение знаменателя дроби в нуль, тогда $\cos \varphi = \frac{c}{V}$, что совпадает с условием образования волны черенковского излучения [4–6]. Как показывают расчеты, при выполнении этого условия излучение от всех точек решетки приходит на опорную плоскость одновременно и фиксируется, как излучение одного осциллятора, имеющее суммарную амплитуду. Переходный процесс отсутствует. Соответствующий пример колебания поля приведен на рис. 5 ($c = 1$; $\frac{V}{c} = 2$; $Z_m = 10$; $\frac{\Lambda}{\lambda_0} = 5$; $\omega_0 = 20$;

$$\varphi \approx \arccos \frac{c}{V} \approx 1,04; \gamma = 0,9).$$

Из-за того, что в примере на рис. 5 условие $\cos \varphi = \frac{c}{V}$ выполнено приближенно, на начальном этапе имеет место маленькое нарастание амплитуды колебаний $E(t)$.

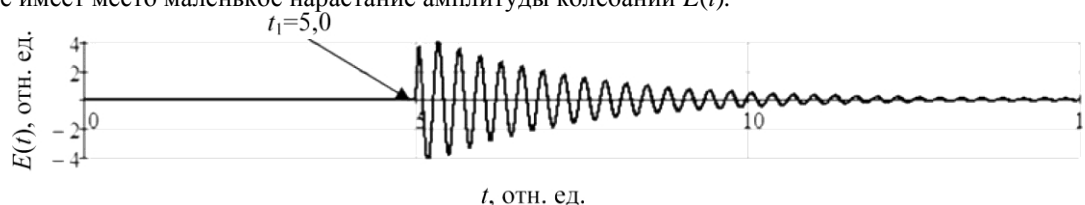


Рис. 5. Зависимость от времени электрического поля $E(t)$ в точке P

Заключение

В работе рассмотрены, без учета нелинейных эффектов, особенности излучения резонансной среды, возбуждаемой УКИ, идущим сквозь среду. Аналитические расчеты и результаты компьютерного моделирования показывают, что при гармонической (или иной периодической) модуляции пространственной плотности осцилляторов, наряду с собственной частотой осцилляторов, в спектре излучения имеется новая частота. Она зависит от скорости распространения возбуждения, периода пространственного распределения осцилляторов и угла наблюдения. Наличие в спектре излучения среды новой частоты связано именно с тем, что возбуждение происходит очень коротким импульсом.

По аналогии с эффектом Вавилова–Черенкова, измерение частоты новой компоненты можно использовать для определения скорости движения сверхсветовых возбуждений в резонансной среде. Используемая в работе техника анализа может применяться, в частности, при изучении нестационарной дифракции света на пространственных периодических структурах. Если взять не гармоническую, а иную пространственную модуляцию распределения элементарных излучателей среды, то можно сформировать профилированный во времени импульс излучения, длительность и структура которого будут определяться геометрическими параметрами среды и плотностью распределения осцилляторов.

Литература

1. Болотовский Б.М. Оливер Хевисайд. – М.: Наука, 1985. – 259 с.
2. Болотовский Б.М., Гинзбург В.Л. Эффект Вавилова–Черенкова и эффект Доплера при движении источника со скоростью, большей скорости света в вакууме // УФН. – 1972. – Т. 106. – № 4. – С. 577–592.
3. Болотовский Б.М., Серов А.В. Излучение сверхсветовых источников в вакууме // УФН. – 2005. – Т. 175. – № 9. – С. 943–955.
4. Черенков П.А. Излучение частиц сверхсветовой скорости и некоторые применения этого излучения в экспериментальной физике // УФН. – 1959. – Т. 68. – № 3. – С. 378–386.
5. Франк И.М. Развитие представлений о природе излучения Вавилова–Черенкова // УФН. – 1982. – Т. 143. – № 2. – С. 111–127.
6. Болотовский Б.М. Излучение Вавилова–Черенкова: открытие и применение // УФН. – 2009. – Т. 179. – № 11. – С.1161–1173.
7. Ораевский А.Н. Сверхсветовые волны в усиливающих средах // УФН. – 1998. – Т. 168. – № 1. – С. 1311–1321.
8. Сазонов С.В. Сверхсветовые электромагнитные солитоны в неравновесных средах // УФН. – 2001. – Т. 171. – № 6. – С. 663–677.
9. Розанов Н.Н. Сверхсветовые локализованные структуры электромагнитного излучения // УФН. – 2005. – Т. 175. – № 2. – С. 181–185.
10. Лебедев М.К., Толмачев Ю.А. Импульсный метод в решении задач дифракции и интерференции. I. Дифракция ультракороткого импульса // Лазерные исследования в Санкт-Петербургском государственном университете. Третий выпуск. – СПб: НИИ «Российский центр лазерной физики», 2004. – С. 81–153.

- Архипов Ростислав Михайлович* – Санкт-Петербургский государственный университет, аспирант, arhipm@mail.wplus.net
- Архипов Михаил Викторович* – Санкт-Петербургский государственный университет, кандидат физ.-мат. наук, начальник отдела, arhipm@mail.wplus.net
- Толмачев Юрий Александрович* – Санкт-Петербургский государственный университет, доктор физ.-мат. наук, профессор, Yuri.Tolmach@rambler.ru