

УДК 621.378.325

ФИЗИКА

М. Н. Нерсисян, П. С. Погосян, Л. В. Саакян

Излучение от нелинейной границы при генерации разностной частоты

(Представлено академиком АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляном 18/III 1985)

Работа В. Л. Гинзбурга и И. М. Франка о переходном излучении⁽¹⁾ явилась толчком для изучения процессов, происходящих на границе двух сред. После ее появления прошло более сорока лет, однако исследования в этом направлении все еще продолжают. В настоящее время накоплено большое количество как экспериментальных, так и теоретических работ. Мы ограничимся ссылкой только на некоторые обзорные статьи и монографии имеющие отношение к нашей работе.

Первая экспериментальная работа по переходному излучению появилась в 1959 г.⁽²⁾ Результаты исследования дифракционного излучения приводятся в⁽³⁾. Излучению электромагнитных волн, при мгновенном изменении состояния излучающей системы, посвящена работа⁽⁴⁾, а при плавном изменении параметров—⁽⁵⁾. Основные вопросы физики переходного излучения и переходного рассеяния рассматриваются в⁽⁶⁾. В монографиях^(7,8) большое место уделено переходному и резонансному излучению.

Такой, далеко не полный, перечень литературы указывает на большое внимание исследователей к процессам, происходящим на границе двух сред, как при прохождении через нее заряженных частиц и моментов, так и при изменении параметров среды во времени и в пространстве.

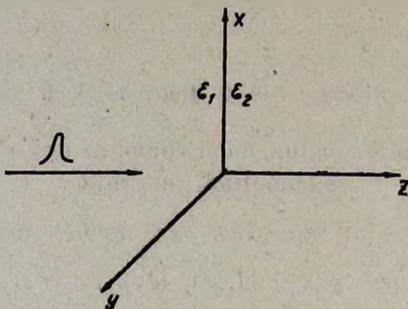
При прохождении лазерных импульсов через нелинейную среду возникает излучение, аналогичное излучению при мгновенном изменении параметров сплошной среды. Это обусловлено тем, что под воздействием лазерного излучения образуется нелинейная граница.

Экспериментальное исследование такого процесса излучения реально и не только может представлять интерес для физики, но и найдут ряд практических приложений. Несмотря на это, указанное явление изучено недостаточно. Такой режим легко осуществить при генерации разностной частоты, так как в этом случае поперечные размеры возбуждающего лазера можно делать порядка даже меньше длины волны излучения.

Особый интерес представляет случай, когда разностное излучение возникает за счет биения спектральных компонент лазера с синхронизацией мод.

В настоящей работе приводятся результаты исследований характерных особенностей излучения от нелинейной границы в случае, когда оно возбуждается с помощью коротких лазерных импульсов.

Для простоты рассмотрим нормальное падение лазерного излучения на плоскую границу раздела между линейным и нелинейным диэлектриком. Обе среды будем считать изотропными с диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 соответственно (см. рисунок).



Задачу будем решать в приближении заданного поля. Из уравнения Максвелла для напряженности электрического поля разностного излучения в нелинейной среде получается следующее уравнение:

$$\text{rot rot } \vec{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \epsilon_2 \vec{E} - \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}^{NL}, \quad (1)$$

где \vec{P}^{NL} — вектор нелинейной поляризации.

В линейной среде поле описывается однородными волновыми уравнениями. Используя уравнение $\text{div } \vec{D} = 0$, уравнение (1) можно написать в следующем виде:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \epsilon_2 \vec{E} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}^{NL} - \frac{4\pi}{\epsilon_2} \text{grad div } \vec{P}^{NL}. \quad (2)$$

Нелинейную поляризацию зададим по формуле

$$\vec{P}^{NL} = \vec{\Phi}(x, y) f\left(t - \frac{z}{v}\right), \quad (3)$$

где v — скорость распространения волны нелинейной поляризации, а $\vec{\Phi}(x, y)$ определяется поперечным распределением возбуждающего импульса.

Разлагая \vec{E} и \vec{P}^{NL} в трехкратный интеграл Фурье (по времени и поперечным координатам), получаем:

$$\vec{E} = \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}_{q, \omega}(z) e^{-i\vec{q}\vec{r} - i\omega t} d\vec{q} d\omega, \quad (4)$$

$$\vec{P}^{NL} = \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{\Phi}_q f_\omega e^{i\frac{\omega}{v}z} \cdot e^{i\vec{q}\vec{r} - i\omega t} d\vec{q} d\omega, \quad (5)$$

где \vec{q} — поперечная компонента волнового вектора.

Подставляя (4) и (5) в уравнение (1) для поперечной и про-

дольной компонент $\vec{E}_{q,\omega}$, соответственно получаем следующие уравнения:

$$\frac{d^2 \vec{E}_{q,\omega}^\perp}{dz^2} + k_{2z} \vec{E}_{q,\omega}^\perp = -\frac{4\pi}{\epsilon_2} \left[k_2^2 \vec{\Phi}_q - \vec{q}(\vec{\Phi}_q \vec{q}) \right] f_\omega e^{i\frac{\omega}{v}z}, \quad (6)$$

$$\frac{d^2 E_{q,\omega}^z}{dz^2} + k_{2z} E_{q,\omega}^z = \frac{4\pi}{\epsilon_2} (\vec{\Phi}_q \vec{q}) f_\omega \frac{\omega}{v} e^{i\frac{\omega}{v}z}, \quad (7)$$

где $k_{1z}^2 = k_1^2 - q^2$, $k_2^2 = \frac{\epsilon_2 \omega^2}{c^2}$.

Из уравнений (6) и (7) получим

$$\vec{E}_{2,q,\omega}^\perp = \vec{a}_2 e^{ik_{2z}z} - \frac{4\pi}{\epsilon_2} \left[k_2^2 \vec{\Phi}_q - \vec{q}(\vec{\Phi}_q \vec{q}) \right] f_\omega \frac{\omega}{k_{2z}^2 - \frac{\omega^2}{v^2}} e^{i\frac{\omega}{v}z}, \quad (8)$$

$$E_{2,q,\omega}^z = b_2 e^{ik_{2z}z} + \frac{4\pi}{\epsilon_2} (\vec{\Phi}_q \vec{q}) f_\omega \frac{\omega}{k_{2z}^2 - \frac{\omega^2}{v^2}} e^{i\frac{\omega}{v}z}. \quad (9)$$

Решение однородного уравнения (для $z < 0$) напишем в виде:

$$\vec{E}_{1,q,\omega}^\perp = \vec{a}_1 e^{-ik_{1z}z}, \quad (10)$$

$$E_{1,q,\omega}^z = b_1 e^{-ik_{1z}z}, \quad (11)$$

где $k_{1z}^2 = k_1^2 - q^2$, $k_1^2 = \frac{\epsilon_1 \omega^2}{c^2}$. Коэффициенты \vec{a}_1 , \vec{a}_2 , b_1 , b_2 определяются из граничных условий.

В дальнейшем мы будем рассматривать излучение назад, поэтому выпишем выражения только для коэффициентов \vec{a}_1 и b_1 :

$$\vec{a}_1 = -\frac{4\pi f_\omega \left[(q^2 + k_{1z} k_{2z}) \vec{\Phi}_q - \vec{q}(\vec{\Phi}_q \vec{q}) \right]}{\left(k_{2z} + \frac{\omega}{v} \right) (\epsilon_2 k_{1z} + \epsilon_1 k_{2z})} \quad (12)$$

$$b_1 = -\frac{4\pi f_\omega (\vec{\Phi}_q \vec{q}) k_{2z}}{\left(k_{2z} + \frac{\omega}{v} \right) (\epsilon_2 k_{1z} + \epsilon_1 k_{2z})}. \quad (13)$$

Для энергии излучения можно получить следующее выражение (см. например (8)):

$$W = 2\pi^2 c \int_{-\infty}^{+\infty} (|\vec{a}_1|^2 + |b_1|^2) \sqrt{\epsilon_2 - \frac{q^2 c^2}{\omega^2}} dq^2 d\omega \quad (14)$$

Чтобы не запрощать формулы, положим $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon$, так как разница в диэлектрических проницаемостях качественно не меняет полученные результаты. Для определенности предположим также, что

форма импульса и сечение нелинейной поляризации имеют гауссовый вид:

$$\vec{P}^{NL} = \vec{\Phi}_0 e^{-\frac{x^2+y^2}{a^2}} e^{-\left(t-\frac{z}{v}\right)^2 \frac{1}{\tau^2}}. \quad (15)$$

Учитывая (15) и переходя к сферическим координатам, выражение (14) можно написать в следующем виде:

$$W = \frac{1}{16\pi^2 c^3} \int \sqrt{\epsilon} (\omega')^2 P^2 e^{-\frac{k^2 a^2 \sin^2 \theta}{2}} e^{-\frac{\omega^2 \tau^2}{2}} (1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi) d\Omega d\omega, \quad (16)$$

где $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ — элемент телесного угла. Введены следующие обозначения:

$$\omega'(\theta) = \frac{\omega \sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 + \frac{v}{c} \sqrt{\epsilon} \cos \theta}, \quad P = \frac{\Phi_0 \pi a^2 \sqrt{\pi} v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (17)$$

Первое выражение (17) показывает доплеровский сдвиг частоты излучения. Второе выражение (17) представляет собой полный дипольный момент объема импульса с учетом лорентцевого сокращения его длины.

Появление $\sin^2 \varphi$ в выражении (16) обусловлено тем, что направление \vec{P}^{NL} фиксировано. Если провести интегрирование выражения (16) по φ , то вместо множителя $(1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi)$ получим: $\pi(1 + \cos^2 \theta)$. Это указывает на то, что излучение от нелинейной границы аналогично синхротронному излучению.

Анализ углового спектра энергии показывает, что он имеет максимум при $\theta=0$ и $\omega = \frac{\sqrt{2}}{\tau}$. После интегрирования по углу φ максимальное значение углового спектра $U(\theta, \omega)$ определяется выражением

$$U_{\max} = \frac{\sqrt{\epsilon}}{11\pi c^3} \left(\frac{\Phi_0 \pi a^2 \sqrt{\pi} v}{1 + \frac{v}{c} \sqrt{\epsilon}} \right)^2. \quad (18)$$

Полуширина углового спектра в зависимости от θ и ω соответственно выражается формулами:

$$\Delta\theta \approx \frac{\tau c}{\sqrt{\epsilon} a} \ln 2, \quad \Delta\omega \approx \frac{1}{\tau}. \quad (19)$$

Формула (19) справедлива при условии $\tau c \ll \sqrt{\epsilon} a$, т. е. длина импульса значительно меньше поперечного размера импульса в среде.

Полученные выражения можно использовать для определения длительности импульсов и их поперечных размеров, что особенно интересно для фемтосекундных возбуждающих импульсов.

Авторы признательны академику АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляну за ценные обсуждения.

Ереванский государственный университет

**Ճառագայթումը ոչ գծային միջավայրի սահմանից տարբերային
հանախականության գեներացիայի դեպքում:**

Աշխատանքում ուսումնասիրվում են ոչ գծային միջավայրի սահմանից տարբերային հանախականության ճառագայթման առանձնահատկությունները, երբ սահմանը գրգռվում է կարճ լազերային իմպուլսների միջոցով: Տրված դաշտերի մոտավորությամբ լուծված է հոաշափ խնդիրը: Ստացված են անալիտիկ արտահայտություններ ճառագայթման էներգիայի համար: Ցույց է տրված ստացված արդյունքների օգնությամբ գրգռող լազերային իմպուլսի տևողության և լայնական կտրվածքի շափման հնարավորությունը:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ В. Л. Гинзбург, И. М. Франк, ЖЭТФ, т. 16, с. 15 (1946). ² И. М. Франк, УФН, т. 75, с. 231 (1961). ³ Б. М. Болотовский, Г. В. Воскресенский, УФН, т. 68, с. 209 (1966); т. 94 (1968). ⁴ Б. М. Болотовский, В. А. Давыдов, В. Е. Рок, УФН, т. 126, вып. 2, (1978). ⁵ Б. М. Болотовский, В. А. Давыдов, В. Е. Рок, УФН, т. 136, вып. 3, (1982). ^{6а} В. Л. Гинзбург, В. Н. Цытович, УФН, т. 126, вып. 4, (1978), т. 131, с. 83 (1980); б) В. Л. Гинзбург, В. Н. Цытович, Переходное излучение и переходное рассеяние, Наука, М., 1984. ⁷ М. Л. Тер-Микаелян, Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, Изд. АН Арм. ССР, Ереван 1969. ⁸ В. Л. Гинзбург, Теоретическая физика и астрофизика, Наука, М., 1981.