

УДК 53.043; 533.951

ОБ УЧЕТЕ СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МОДУЛИРОВАННЫХ НА КОМБИНАЦИОННЫХ ЧАСТОТАХ ТОКОВ ПРИ ТРЕХВОЛНОВЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

А.В. Киричок, В.М. Ку克林*Харьковский национальный университет, физико-технический факультет**пл. Свободы 4, 61077, Харьков 77, Украина**E-mail: kuklinvm1@rambler.ru*

Поступила в редакцию 16 января 2009 г.

В системе описания трехволновых взаимодействий учитывается процесс генерации колебаний токами на комбинационных частотах. Показано, что данный процесс демонстрирует все характерные особенности спонтанного излучения. Отмечается, что соотношения между спонтанным и индуцированным слагаемыми для процессов «ток-волна» распространяются не только на нелинейные слагаемые, описывающие изменения энергии волн, но и на слагаемые, ответственные за фазовые характеристики взаимодействия.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: трехволновые взаимодействия, спонтанное и индуцированное излучение, генерация шума.

Желание осознать природу явлений заставляет искать аналогии и подобие при рассмотрении широкого круга физических задач. Именно поэтому не прекращаются попытки использовать представления о спонтанном и индуцированном излучении [1] для описания многоволновых взаимодействий в сплошных средах [2-7].

Спонтанным принято называть излучение движущегося заряда (или другого источника излучения), не испытывающего обратного воздействия со стороны излучения на данной частоте. Индуцированным называют излучение, возникающее вследствие взаимодействия источника излучения с полем, присутствующим в среде. Наиболее известно применение этих понятий для описания лазерного излучения в активных средах. В этом случае источниками излучения являются электроны, переходящие с одного энергетического уровня на другой. Интересным представляется описание пучково-плазменной неустойчивости на языке спонтанного и индуцированного излучения ленгмюровских волн [8]. Источником излучения здесь являются электроны пучка. В процессе излучения электроны также переходят на более низкие энергетические уровни, то ли случайно (спонтанное излучение), то ли под воздействием внешней волны (индуцированное излучение). При этом интенсивности спонтанного и индуцированного излучений связаны между собой теми же соотношениями, что и коэффициенты Эйнштейна в его теории.

В настоящей работе мы продемонстрируем возможность применения этих понятий к описанию излучения нелинейных токов. При описании волновых взаимодействий, инициированные волновыми процессами нелинейные токи в среде являются распределенными, а характер взаимодействия волн зависит от интегральных фазовых соотношений, что создает трудности с интерпретацией их излучения как спонтанного, так и индуцированного [9-12]. Так же как вокруг каждой движущейся заряженной частицы существует поле, поле существует и вблизи инициированного одной из волн или их суперпозицией тока, представляющего собой коллективное движение заряженных частиц. В случае, если это поле или его часть может распространяться в пространстве независимо от источника (здесь это ток), то можно говорить о спонтанном излучении этим током. Если же поле не может распространяться в окружающем пространстве, то такого излучения нет. Проверить, наличие спонтанного излучения достаточно просто. Для этого следует вычислить работу этого поля над порождающим это поле током. Если работа имеет отличную от нуля действительную часть, то имеет место спонтанное излучение. Подобный тест приобретает важнейшее значение в случае если ток и связанное с ним поле занимают все пространство взаимодействия, то есть, если нет пространственной локализации тока и невозможно проанализировать поле в дальней зоне.

Существует также возможность спонтанного и индуцированного возбуждения НЧ колебаний пакетами высокочастотных волн, фаза которых изменяется случайным образом. Такие ВЧ поля способны генерировать низкочастотные достаточно длинноволновые колебания (подобный подход детально изложен, например, в книгах [5]). Хотя отметим, что, вообще говоря, теория волновой турбулентности [13, 14] и разработанный для этих целей гамильтонов формализм для самосогласованного многоволнового (многомодового) взаимодействия в нелинейных средах [15] являются самодостаточным, физически ясным и легко интерпретируемым методом описания процессов с участием волн со случайной фазой. Возможно, прогресс в корректном описании кинетики волн на основе представлений о спонтанных и индуцированных процессах следует ожидать и при дальнейшем развитии аналогий между волнами и частицами (см. например, [16]).

Целью настоящей работы является уточнение уравнений для описания трехволновых процессов в плазме с учетом спонтанного излучения нелинейных токов на комбинационных частотах, а также демонстрация

возможности применения методов описания подобных систем с использованием понятия спонтанного и индуцированного излучения.

СПОНТАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ТОКОВ, ПОРОЖДАЕМЫХ ВОЛНОВЫМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ

Индукцированные процессы в случае многоволнового взаимодействия отличаются большим разнообразием в отличие от систем «волна–частица» [17]. Рассмотрим для определенности взаимодействие в неизотермической плазме трех звуковых волн, частоты и волновые числа которых сравнимы (впервые подобный «распадный» процесс был рассмотрен в работе [18]). При этом будем считать неприменимыми представления о компактных пакетах волн и случайном изменении их фаз. Пусть две распространяющиеся в нелинейной среде волны с частотами ω_2 и ω_3 возбуждают нелинейный ток $\tilde{j}_{23}$, способный при выполнении условий пространственно-временного синхронизма

$$\omega_1 \approx \omega_2 + \omega_3 \text{ и } \vec{k}_1 = \vec{k}_2 + \vec{k}_3 \quad (1)$$

излучать кванты поля собственной волны среды на частоте ω_1 .

Если учесть действие волн с частотами ω_2 , ω_3 и пренебречь воздействием поля первой волны с частотой ω_1 на этот нелинейный ток $\tilde{j}_{23}$, то такой процесс излучения квантов поля $\hbar\omega_1$ можно было бы считать спонтанным. Однако, если поле первой волны, к примеру, будет накапливаться в пространстве взаимодействия и его амплитуда станет достаточно значительной, воздействием этого поля на нелинейный ток $\tilde{j}_{23}$ пренебрегать будет уже нельзя. В этом случае можно говорить о взаимодействии трех волн, причем синхронизация фаз мод и формирование когерентного поля проходит при самосогласованном участии всех взаимодействующих волн.

На частоте первой волны характер обмена энергией с точностью до четвертого порядка малости по амплитудам взаимодействующих волн определяется соотношением

$$(\tilde{j}_{23} + \tilde{j}_1^{(3)})(\tilde{E}_1^* + \tilde{E}_{23}^*) \approx \tilde{j}_{23} \cdot \tilde{E}_{23}^* + \tilde{j}_{23} \cdot \tilde{E}_1^* + \tilde{j}_1^{(3)} \cdot \tilde{E}_1^*, \quad (2)$$

где для напряженности поля на частоте ω_1 удержаны величины первого $\tilde{E}_1^{(1)}$ и второго $\tilde{E}_{23}^*$ порядка, а для токов удержаны величины второго $\tilde{j}_{23}$ и третьего $\tilde{j}_1^{(3)}$ порядка по амплитудам волн (ток $\tilde{j}_1^{(3)}$ возбуждается в результате нелинейного взаимодействия волн строго на частоте ω_1). Первое слагаемое правой части (2) отвечает за процессы взаимодействия тока $\tilde{j}_{23}$ и сформированного этим током поля $\tilde{E}_{23} = \tilde{E}_{23}(\tilde{j}_{23})$ на комбинационных частотах. Происхождением ток $\tilde{j}_{23}$ обязан нелинейному взаимодействию колебаний на частотах ω_2 и ω_3 . Эти процессы при выполнении условий пространственно-временного синхронизма (1) могут приводить к генерации излучения на частоте первой волны, причем эта генерация по отношению к этой волне, как показано ниже, обладает характерными чертами спонтанного процесса. Второе слагаемое (2) можно считать ответственными за процессы взаимодействия сразу трех волн. Последнее слагаемое определяет индуцированные процессы излучения и поглощения квантов поля на частоте первой волны. Если действительная часть этого выражения отлична от нуля, то возможно индуцированное излучение или поглощение квантов поля на частоте ω_1 . Доминирующим в хорошо изученных процессах трехволнового взаимодействия является второе слагаемое (2), а роль третьего слагаемого сводится лишь к поправкам к медленным фазам и отчасти амплитудам волн (см, например, [19, 20]).

Эффективность взаимодействия определяется дисперсией, порождающей фазовые расстройки пространственно-временного синхронизма, и в еще большей степени зависит от интегральных фазовых соотношений. При многоволновом взаимодействии имеет место фазовая расстройка Δ между частотами волн, участвующих во взаимодействии. При этом первое из соотношений (1) принимает вид:

$$\omega_1 - \omega_2 - \omega_3 = \Delta_{-1,2,3} = \Delta. \quad (3)$$

Фурье образ тока на комбинационной частоте $\omega_2 + \omega_3$ может быть записан в виде

$$j_{23}(\omega, k) = (k_2 + k_3) \frac{n_0 e^3 \{E_2 E_3\}_\omega}{m_i^2 \omega_1 \omega_2 \omega_3} \delta(k_1 - k_2 - k_3), \quad (4)$$

где для $\{E_2 E_3\}_\omega$ можно использовать представление

$$\{E_2 E_3\}_\omega = \{E_2 E_3\}_0 \frac{1}{\Delta_{\Omega 23} \sqrt{\pi}} \exp \{-(\omega - \omega_2 - \omega_3)^2 / \Delta_{\Omega 23}^2\}.$$

Причем $\Delta_{\Omega_{23}}$ - спектральная ширина пакета на комбинационной частоте, $E_i = |E_i| \exp\{i\phi_i\}$ - медленно меняющаяся комплексная амплитуда i -той волны. Данное представление основано на предположении, что в результате нелинейного взаимодействия спектральные линии монохроматических волн на частотах ω_1 , ω_2 и ω_3 уширяются и формируются узкие волновые пакеты. Точная форма волнового пакета не существенна для рассматриваемой нами задачи. В данном случае мы выбрали гауссовское представление.

Для поля, сопровождающего этот ток, справедливо выражение:

$$E_{23}(\omega, k_2 + k_3) = 4\pi \frac{ie(k_2 + k_3)\{E_2 E_3\}_\omega \Omega_i^2}{m_i \omega^2 \omega_2 \omega_3 \varepsilon(\omega, k_2 + k_3)} \delta(k - k_2 - k_3), \quad (5)$$

где $\varepsilon(\omega, k) = 1 - \frac{\Omega_i^2}{\omega^2} + \frac{\Omega_i^2}{k^2 v_s^2} = 0$, Ω_i и v_s - Фурье-образ диэлектрической проницаемости, ионная плазменная частота и скорость звука, соответственно.

Применяя теорему Бореля, найдем работу поля (5) над током (4) и после обратного преобразования это выражение примет вид

$$E_{23}^{(2)} \cdot j_{23}^{(2)} = -i \left(\frac{e}{m_i v_s} \right)^2 W_2 W_3 \frac{8}{3} \frac{\omega_1}{\omega_2 \omega_3} [1 - i\alpha] \exp \left[-i(\omega_1 - \omega_2 - \omega_3)t - \frac{(\Delta_{\Omega_{23}} t)^2}{4} \right]. \quad (6)$$

Для получения (6) необходимо воспользоваться соотношением

$$\frac{1}{\omega \varepsilon(\omega, k_2 + k_3)} = \frac{\omega_1}{3\omega_2 \omega_3} + i\pi \cdot \frac{k_1^2 v_s^2}{2\Omega_i^2} [\delta(\omega - \omega_1) + \delta(\omega + \omega_1)]. \quad (7)$$

Кроме того, использованы следующие представления: $W_1 = \frac{1}{8\pi} \omega_1 \frac{\partial \varepsilon}{\partial \omega_1} |E_1|^2 = 2 \frac{\Omega_i^2}{8\pi \omega_1^2} |E_1|^2$ - плотность энергии колебаний на частоте ω_1 , $\Delta_{-1,2,3} = (\omega_1 - \omega_2 - \omega_3) = 3\omega_1 \omega_2 \omega_3 / 2\Omega_i^2$ - частотная расстройка, обусловленная дисперсией, $\alpha = \pi \cdot \frac{3\omega_1 \omega_2 \omega_3}{2\Omega_i^2} \frac{1}{\Delta_{\Omega_{23}} \sqrt{\pi}} \exp \left[-(\omega_1 - \omega_2 - \omega_3)^2 / \Delta_{\Omega_{23}}^2 \right]$, причем так как $\Delta_{\Omega_{23}} \geq \omega_1 - \omega_2 - \omega_3$, то в этих условиях α - величина порядка единицы. В условиях незначительной расстройки $\Delta_{-1,2,3}$, не превышающей спектральную ширину волновых пакетов для звуковых волн, из-за наличия резонанса $\varepsilon(\omega_1, k_2 + k_3) = 0$ ток (4) способен возбуждать поле на частоте ω_1 . При малых расстройках изменение энергии поля на частоте ω_1 за счет тока на комбинационной частоте

$$-(E_{23}^{(2)*} j_{23}^{(2)} + E_{23}^{(2)} j_{23}^{(2)*}) / 2 = \alpha \left(\frac{e}{m_i v_s} \right)^2 W_2 W_3 \frac{8}{3} \frac{\omega_1}{\omega_2 \omega_3}. \quad (8)$$

Следует обратить внимание, что знак выражения (8) не зависит от участвующих во взаимодействии волн, что соответствует процессу генерации (излучения) колебаний. Подобная знакоопределенность характерна для спонтанных процессов. Кроме того, генерация на частоте ω_1 , обусловлена посторонними источниками (здесь волнами на частотах ω_2 и ω_3) по отношению к волне на этой же частоте, что также характерно для спонтанных процессов. Поэтому такая генерация по отношению к волне на частоте ω_1 обладает свойствами спонтанных процессов. Очевидно, при больших расстройках в спектральном интервале взаимодействующих мод излучение (8) экспоненциально мало.

СИСТЕМА НЕЛИНЕЙНЫХ УРАВНЕНИЙ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТОВ СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТОКОВ НА КОМБИНАЦИОННЫХ ЧАСТОТАХ

Для энергии колебаний на частоте ω_1 оказывается справедливыми следующее уравнение

$$\frac{\partial W_1}{\partial t} = \alpha \frac{8}{3} \left(\frac{e}{m_i v_s} \right)^2 \omega_1 \frac{W_2 W_3}{\omega_2 \omega_3} - \text{Re} \frac{2\Omega_i^2 e E_2 E_3 E_1^*}{\pi m_i v_s \omega_2 \omega_3} + \frac{8}{3} \left(\frac{e}{m_i v_s} \right)^2 \omega_1 \left[\alpha' \frac{W_1 W_1}{\omega_1 \omega_1} + \alpha \frac{W_1}{\omega_1} \left(\frac{W_2}{\omega_2} + \frac{W_3}{\omega_3} \right) \right]. \quad (9)$$

Подобное уравнение можно записать для количества квантов $N_i = W_i / \hbar \omega_i$:

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = \alpha \frac{8\hbar}{3} \left(\frac{e}{m_i v_s} \right)^2 N_2 N_3 - \operatorname{Re} \frac{2\Omega_i^2 e E_2 E_3 E_1^*}{\pi m_i \hbar v_s \omega_2 \omega_3 \omega_1} + \frac{8\hbar}{3} \left(\frac{e}{m_i v_s} \right)^2 [\alpha' N_1 N_1 + \alpha N_1 (N_2 + N_3)]. \quad (10)$$

Аналогичное уравнение можно записать для медленной фазы колебаний на частоте ω_1 :

$$N_1 \frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{8\hbar}{6} \left(\frac{e}{m_i v_s} \right)^2 N_2 N_3 - \operatorname{Im} \frac{\Omega_i^2 e E_2 E_3 E_1^*}{\pi m_i \hbar v_s \omega_2 \omega_3 \omega_1} - \frac{8\hbar}{6} \left(\frac{e}{m_i v_s} \right)^2 [N_1 N_1 - N_1 (N_2 + N_3)]. \quad (11)$$

Первое слагаемое правой части каждого из уравнений (10) и (11) отвечает спонтанным эффектам, второе слагаемое определяет процесс взаимодействия всех трех волн, а третье слагаемое определяет индуцированные эффекты самовоздействия ($\propto N_1^2$) и кроссмодуляции, которые могут быть получены прямыми расчетами.

Уравнение (10) без учета самовоздействия (слагаемое, пропорциональное $\propto N_1^2$) можно представить в виде

$$dW_1 / dt = S + \{j_{23} E_1^* + j_{23}^* E_1\} + \frac{\partial S}{\partial(\hbar\omega)} W_1, \quad (12)$$

где

$$S = \alpha \frac{8}{3} \left(\frac{e}{m_i v_s} \right)^2 \omega_1 \frac{W_2}{\omega_2} \frac{W_3}{\omega_3}, \quad \frac{\partial S}{\partial(\hbar\omega)} W_1 = \frac{8}{3} \left(\frac{e}{m_i v_s} \right)^2 \omega_1 \alpha \frac{W_1}{\omega_1} \left(\frac{W_2}{\omega_2} + \frac{W_3}{\omega_3} \right). \quad (13)$$

Причем

$$\frac{\partial S_n}{\partial(\hbar\omega_1)} = \alpha \frac{8}{3} \frac{e^2 [(W_2 + \hbar\omega_2)(W_3 + \hbar\omega_3) - W_2 W_3] / \hbar\omega_1}{3(m_i v_s)^2} \frac{\omega_1}{\omega_2 \omega_3} = \alpha \frac{8}{3} \frac{e^2}{3(m_i v_s)^2} \left(\frac{W_2}{\omega_2} + \frac{W_3}{\omega_3} \right). \quad (14)$$

Можно представить эти величины в виде

$$S = w \cdot \alpha \cdot N_2 N_3 \text{ и } \frac{\partial S}{\partial(\hbar\omega)} W_1 = w \cdot \alpha \cdot N_1 (N_2 + N_3),$$

где

$$w = \frac{8e^2 \hbar^2 \omega_1}{3(m_i v_s)^2}. \quad (15)$$

Тогда процедура (14) принимает вид

$$w \cdot \alpha \cdot [(N_2 + 1)(N_3 + 1) - N_2 N_3] = w \cdot \alpha \cdot (N_2 + N_3). \quad (16)$$

Следует отметить, что первые слагаемые (10) и (11) того же порядка, что и последние слагаемые этих уравнений. Это дает порой основание считать физические механизмы, за которые они ответственные, однотипными, что далеко не так. Кроме того, генерация колебаний на частоте ω_1 , определяемая первыми слагаемыми правой части уравнений (10) и (11), может быть значительной и не имеет явных признаков шума, и можно усмотреть определенное подобие обсуждаемого явления с излучением пучка [21,8], модулированного на определенной частоте.

Слагаемое $\propto N_1^2$ в правых частях (10), (11) описывает результат самовоздействия и, что примечательно, также может быть формально получено подобной (16) процедурой. Для тока на комбинационных частотах $2\omega_1 - \omega_1$ (можно показать, что ток увлечения дает существенно меньший вклад, чем учет возмущений на второй гармонике) можно записать

$$j_{2\omega_1 - \omega_1}(x, t) E_{2\omega_1 - \omega_1}^*(x, t) = -w \cdot N_{2\omega} N_{\omega} (i + \alpha'). \quad (17)$$

где численный коэффициент $\alpha \rightarrow \alpha' = 3 \cdot 4 \frac{\omega_1^3}{\Omega_i^2} \left(\frac{1}{\Delta_{\Omega 23} \sqrt{\pi}} \right) \exp \left[- \left(\frac{2\omega_1 - \omega_1 - \omega_1}{\Omega_i^2} \right)^2 / \Delta_{\Omega 23}^2 \right]$ порядка единицы.

Аналогично (16) запишем процедуру получения нелинейного слагаемого для самовоздействия

$$-w \cdot (i + \alpha') [(N_{2\omega} + 1)(N_{\omega} - 1) - N_{2\omega} N_{\omega}] \cdot N_1 \approx -w N_1^2 (i + \alpha'), \quad (18)$$

(т.к. $N_{2\omega} \ll N_{\omega}$) значение которого также может быть получено прямым расчетом. Но так как величина тока на

комбинационных частотах $2\omega - \omega$ определяется величинами более высокого порядка малости по амплитудам колебаний, то в этом случае корректнее ориентироваться на прямые расчеты слагаемых, ответственных за эффекты самовоздействия.

Подобные схемы расчетов активно использовались для описания волновых взаимодействий многими авторами (см. [5] и литературу там же). Однако следует заметить, что применение таких операций в рамках развитых феноменологий, в большинстве случаев весьма успешное, может исказить физический смысл отдельных элементов описания и должно опираться на прямые расчеты.

В отсутствии расстройки первое слагаемое правой части (10) отвечает за излучение на частоте ω , порожденное только комбинационным взаимодействием двух волн с частотами ω_2 и ω_3 . Второе слагаемое правой части (10) определяет хорошо известный коллективный процесс взаимодействия всех трех волн. Учет процесса спонтанной генерации, описываемого первым слагаемым правой части (10), который можно назвать спонтанным, обеспечивает не только формирование определенного уровня флуктуаций в системе, но и способен заметно повлиять на динамику многоволнового взаимодействия (подобно явлениям, обсуждаемым в работе [22]). В частности, нарастающий уровень шума способен привести к сглаживанию осцилляций амплитуд и выравниванию уровней интенсивности взаимодействующих волн, также как и воздействие случайных фазовых нарушений [23]. В однородном случае, при достаточно больших значениях расстройки Δ , превышающих ширину спектра участвующих в процессе взаимодействия волн, первое слагаемое правой части пренебрежимо мало, т.е. эффективность подобного спонтанного взаимодействия волн ослабляется.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Характеристикой спонтанных процессов является тот факт, что если существует отличное от нуля значение работы поля над порождающим это поле током, то оно всегда оказывается знакоопределенным и описывает только процесс излучения. Другой характерный признак спонтанного излучения – существование его источников (в частности, осцилляторного и поступательного движения заряженных частиц, невозмущенного собственного тока) которые являются независимыми от волн на этой частоте и процесс излучения не навязан этими волнами. Показано, что этими чертами обладают процессы генерации колебаний токами на комбинационных частотах при взаимодействии с порожденными ими полями.

При взаимодействии множества волн с порожденными ими токами, видимо, трудно рассчитывать на полные аналогии с процессами излучения и поглощения волн частицами. Так, например, наличие фазового рассогласования, неизбежного в условиях существования дисперсии фазовых скоростей взаимодействующих волн, приводит к появлению слагаемых в уравнении для медленной фазы колебаний, которые определяются внешними по отношению к данной волне токами.

Показано наличие связи (см. выражения (12)–(14) между спонтанным и индуцированным слагаемыми для процессов «ток-волна», причем важно отметить, что соотношения эти (по крайней мере, в последнем случае) распространяются не только на нелинейные слагаемые, описывающие изменения энергии волн, но и на слагаемые, ответственные за фазовые характеристики взаимодействия.

В последнее время растет понимание важности влияния собственного шума на характер развития различных явлений и на формирование конечных состояний систем (см., например [24]. Последовательный учет процессов спонтанного излучения способен прояснить характер начальных условий развивающихся неустойчивостей, может привести к изменению их динамики. Корректное применение теории, которая согласованно учитывает как спонтанные, так и индуцированные эффекты, позволит добиться лучшего согласия между теорией и экспериментом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Einstein Zur Quantentheorie der Strahlung // Mitteilungen d. Phys. Ges. Zurich. - 1916. - № 18; Phys. Zs. - 1917. - Vol.18. - P. 121; перев.: К квантовой теории излучения. // УФН.- 1965. - Т.86, вып.3. - С.371-381.
2. Силин В.П., Рухадзе А.А. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. - М.:Атомиздат, 1961. - 244с.
3. Климонтович Ю.Л. Статистическая теория неравновесных процессов в плазме. - М.: Изд. Моск. ун-та, 1964. - 282с.
4. Ситенко А.Г. Электромагнитные флуктуации в плазме. - Харьков: Изд. Харьк. ун-та, 1965. - 184с.; Флуктуации и нелинейное взаимодействие волн в плазме. - Киев: Наук. думка, 1977. - 248с.
5. Цытович В.Н. Нелинейные эффекты в плазме. - М.: Наука, 1967. - 288с.; Теория турбулентной плазмы. - М.: Атомиздат, 1971. - 423с.
6. Вильгельмсон Х., Вейланд Я. Когерентное нелинейное взаимодействие волн в плазме. - М.: Энергоатомиздат, 1981. - 224с.
7. Буц В.А., Лебедев А.Н. Когерентное излучение интенсивных электронных пучков. - М. Изд. ФИАН РАН, 2006. - 333с.
8. Кондратенко А.Н., Куклин В.М. Основы плазменной электроники. - М.: Энергоатомиздат, 1988. - 320с.
9. Лоусон Дж. Д. Механизмы ускорения частиц: возможности и ограничения // УФН. - 1989. - Т.158, в.2. - С.303-313.
10. Пайерлс Р. Импульс и квазиимпульс света и звука // УФН. - 1991. - Т.161, №9. - С.161-176.
11. Андреев Н.Е., Горбунов Л.М. Лазерно-плазменное ускорение электронов // УФН. - 1999. - Т.169, №1. - С.53-58.
12. Balakirev V.A., Karas' V.I., Karas' I.V. et al. Charged particle acceleration by an intense wake-field excited in plasmas by laser pulse or relativistic electron bunch // Laser and Particle beams. - 2004. - Vol. 22. - P.383-392.

13. Веденов А.А. Введение в теорию слаботурбулентной плазмы // Вопросы физики плазмы. – Вып.3. – М.:Госатомиздат, 1963.- С.203-244.
14. Hasselman K. On the non-linear energy transfer in a gravitywave spectrum // J. Fluid Mech. - 1962. - Vol.12.- P.481-500; 1963.- Vol.15.- P.273-281.
15. Захаров В.Е., Кузнецов Е.А. Гамильтонов формализм для нелинейных волн // УФН. – 1997. - Т.167, № 11. - С.1137-1167.
16. Маркувиц Н. Распространение пучков волн в нелинейной среде как движение квазичастиц. В кн.: Нелинейные электромагнитные волны. Пер. с англ. / Под ред. П. Усленги. – М.: Мир, 1983. – 312 с.
17. Гинзбург В.Л. О природе спонтанного излучения // УФН. – 1983. - Т.140, № 4. - С.687-698; Излучение равномерно движущихся источников (эффект Вавилова-Черенкова, переходное излучение и некоторые другие явления). УФН. - 1996. - Т.166, №10. - С.1033-1042.
18. Сагдеев Р.З., Ораевский В.Н. Об устойчивости установившихся продольных колебаний плазмы //ЖТФ. – 1962. – Т.32. вып.7. - С.1291-1299.
19. Oraevskii V.N., Wilhelmsson H., Kogan E.Ya., Pavlenko V.P. On the stabilization of explosive instabilities by nonlinear frequency shift //Physica Scripta. – 1973. - Vol.7. - P.217-221.
20. Weiland J. Influence of nonlinear frequency shifts and effective nonlinear dissipation on explosive instabilities //Physica Scripta. – 1974. - Vol 9. - P.343-349.
21. Андронов А.А. К вопросу о затухании и нарастании плазменных волн // Изв. ВУЗов. Радиофизика. - 1961.- Т.4, №5. – С. 861- 866.
22. Анищенко В.С., Нейман А.Б., Мосс Ф., Шиманский-Гайер Л. Стохастический резонанс, как индуцированный шумом эффект увеличения степени порядка // УФН. – 1999. - Т.169, вып.1. - С.7-38.
23. Абрамович Б.С., Тамойкин В.В. Диффузионное приближение в теории нелинейного взаимодействия волн в хаотически-неоднородных средах. – В кн.: Нелинейные волны. Распространение и взаимодействие. - М.: Наука, 1981, с.225-234.
24. Хорстхемке В., Лефевр Р. Индуцированные шумом переходы / Пер с англ. – М.: Мир, 1987. - 400с.

ACCOUNTING FOR SPONTANEOUS RADIATION BY CURRENTS MODULATED AT COMBINATION FREQUENCIES IN THREE-WAVE INTERACTIONS

A.V. Kirichok, V.M. Kuklin

Kharkov National University, Department for Physics and Technology

Svobody sq., 4, 61077, Kharkiv, Ukraine

E-mail: kuklinvm1@rambler.ru

The process of generation of oscillations by nonlinear currents at combination frequencies is included to the system for description of three-wave interactions in plasma. It is shown that this process demonstrates all characteristic features for spontaneous radiation. The relations between spontaneous and induced terms, describing “current-wave” interactions is noted cover not only dynamics of wave energy but dynamics of phase characteristics of the interaction.

KEY WORDS: three-wave interactions, spontaneous and induced radiation, noise generation.