

## О ГЕНЕРАЦИИ В ПЛАЗМЕ ВЫСОКИХ ГАРМОНИК МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*М.Б.Исиченко, В.В.Яньков*

Рассмотрено излучение гармоник греющего излучения, связанное с опрокидыванием электронного потока. Интенсивность излучения зависит от номера гармоники степенным образом, что согласуется с экспериментальными наблюдениями.

В экспериментах по нагреву плазмы излучением  $\text{CO}_2$ -лазеров с плотностью потока энергии  $10^{14} - 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> наблюдаются несколько десятков гармоник <sup>1-3</sup>, вплоть до 46-й <sup>3</sup>. Теория излучения гармоник в рамках слабой нелинейности построена с большой полнотой <sup>4 5</sup>, однако даваемые ей интенсивности излучения убывают с ростом номера гармоники  $n$  экспоненциально, что дает при  $n \cong 10 - 50$  совершенно ничтожные интенсивности. Это означает, что речь должна идти о конечной нелинейности. При конечной нелинейности излучение высоких гармоник может вызываться разрывами, простейший из которых связан с опрокидыванием электронной волны. При этом интенсивность излучения зависит от номера гармоники степенным образом, причем показатель степени целиком определяется характером возникающего разрыва. Хорошо известным примером такого рода является переходное излучение заряженной частицы при прохождении скачка диэлектрической проницаемости, спадающее с частотой как  $\omega^{-4}$  <sup>6</sup>. Мы изучим более сильное коллективное излучение.

В качестве первого примера рассмотрим излучение, возникающее в момент опрокидывания нерелятивистского электронного потока в однородной плазме. Излучение при этом является квадрупольным, так как в однородной плазме суммарный импульс, передаваемый ионам, равен нулю <sup>7</sup>. Опрокидывание может происходить при  $\tilde{v} \geq a \omega_0$ , где  $\tilde{v}$  – скорость электронов под воздействием падающего излучения,  $a$  – размер неоднородности волны на границе плазмы,  $\omega_0$  – частота греющего излучения. Движение электронов вблизи точки опрокидывания в нулевом приближении может рассматриваться как свободное:  $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0(\mathbf{v}) + \mathbf{v}t$ . Разлагая  $\mathbf{r}$  в ряд по  $\mathbf{v}$  и учитывая, что первый член разложения в момент опрокидывания обращается в ноль, найдем, что при опрокидывании потока возникает дискообразная особенность. Область, в которой  $\mathbf{r}(\mathbf{v})$  теряет однозначность, после приведения к главным осям описывается в цилиндрических координатах  $(r, z)$  неравенством

$$(r/R)^2 + (z/a)^{2/3} \leq t/t_0, \quad 0 < t \leq t_0 \equiv a/\tilde{v},$$

где  $R$  – характерный поперечный размер потока, а время  $t$  отсчитывается от начала опрокидывания. В точке опрокидывания электронная плотность обращается в бесконечность по закону

$$n_e \cong n_0 |t/t_0|^{-1}.$$

В следующем приближении по  $(\omega_{pe} t_0)^2$  создаваемое электронами этой области поле  $E \cong 2\pi en_0 a (t/t_0)^{1/2}$  вызывает излучение электронов плазмы. Для изменения квадрупольного момента электронов, обусловленного опрокидыванием, имеем:

$$\ddot{D}(t) \cong en_0 R^3 \omega_{pe}^2 \tilde{v} (t/t_0)^{3/2} \theta(t).$$

Считая, что указанная особенность возникает за каждый период падающего лазерного излучения, и разлагая полученную функцию в ряд Фурье, получим интенсивность излучения из плазмы на  $n$ -й гармонике лазерного излучения:

$$W_n \cong \frac{m n_0 \tilde{v}^5}{c^5} \frac{R^8 \omega_{pe}^6}{a^3 \omega_0^3 n^5} \frac{1}{n}, \quad n \gg \frac{1}{2\pi \omega_0 t_0}.$$

Более интенсивное дипольное излучение может возникнуть при столкновении опрокинувшейся электронной волны с возмущением ионной плотности  $n_i$ . Изменение дипольного момента электронов может вычисляться по формуле <sup>7</sup>

$$\ddot{d}(t) = (e^2/m) \int \phi_e \nabla n_i d^3r,$$

здесь  $\phi_e$  — потенциал, создаваемый электронами. Подставим в качестве  $n_i$  возмущение, возникающее при сверхзвуковом ленгмюровском коллапсе <sup>8</sup>. Чтобы не иметь дела с эволюцией звука после акта коллапса, будем считать его сильно затухающим. Тогда  $n_i(\mathbf{r})$  — четная функция,  $\int n_i d^3r = 0$ , т. е. с точки зрения длинноволновых возмущений  $n_i$  подобно второй производной от  $\delta$ -функции. Будем считать электронную волну одномерной, и проведем вычисления с точностью до коэффициента. Возмущение электронной плотности  $n_e = (vt - z)^{-1/2} \theta(vt - z)$  создает поле с потенциалом  $\phi_e = (vt - z)^{3/2} \theta(vt - z)$ . Учитывая  $n_i = \delta''(z)$ , получим  $\ddot{d}(t) = t^{-3/2} \theta(t)$ , что дает

$$W_n \propto n.$$

Эта формула верна при  $1 \ll n \ll v/(L \omega_0)$ , где  $L$  — размер коллапсирующей каверны. При  $n \gg v/(L \omega_0)$  интенсивность убывает экспоненциально.

Процессы излучения гармоник при конечной нелинейности не исчерпываются двумя приведенными примерами. Некоторые другие примеры, а также опрокидывание в кинетике будут рассмотрены в более подробной статье. Опрокидывание электронного потока может иметь место не только в лазерной короне, а возникающее при этом излучение играет при конечной нелинейности такую же роль, какую слияние ленгмюровских волн в электромагнитную играет при слабой нелинейности.

#### Литература

1. Burnet N.H., Baldi H.A., Richardson M.C., Enright G.D. Appl. Phys. Lett., 1977, 31, 172.
2. Carman R.L., Forslund D.W., Kindel J.M. Phys. Rev. Lett., 1981, 46, 29.
3. Carman R.L., Rhodes C.K., Benjamin R.F. Phys. Rev. A, 1981, 24, 2649.
4. Силин В.П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М.: Наука, 1973.
5. Виноградов А.В., Пустовалов В.В. ЖЭТФ, 1972, 63, 940; Владимирский А.Б., Силин В.П. Физика плазмы, 1980, 6, 354.
6. Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. УФН, 1978, 126, 553.
7. Яньков В.В. Физика плазмы, 1982, 8, 86.
8. Дегтярев Л.М., Захаров В.Е., Рудаков Л.И. Физика плазмы, 1976, 2, 438.