

УДК 524.354.4

## К НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПУЛЬСАРНОЙ ПЛАЗМЕ

А. Б. МИХАЙЛОВСКИЙ, Г. И. СУРАМЛИШВИЛИ

Поступила 8 июня 1983

Принята к печати 25 января 1984

С учетом электронно-позитронной структуры пульсарной плазмы рассмотрены нелинейные механизмы генерации ее излучения. Приведены оценки скорости роста энергии излучения при условии, что циклотронная частота не превышает плазменную. Такое условие может реализоваться вблизи светового цилиндра. Рассмотренные механизмы приводят к радио- и инфракрасному излучению молодых пульсаров и радиоизлучению старых пульсаров.

1. Вопрос о механизмах генерации излучения пульсаров — один из важных вопросов современной астрофизики. Полный ответ на этот вопрос предполагает выяснение и детальное изучение возможных линейных и нелинейных механизмов генерации электромагнитных волн в электронно-позитронной плазме, из которой, по современным представлениям [1, 2], состоит магнитосфера пульсаров. В этом аспекте Ломинадзе и др. [3] рассмотрели линейную генерацию альфвеновских волн при развитии пучково-циклотронной неустойчивости, а Михайловский в [4] исследовал нелинейную генерацию тех же волн вследствие распада ленгмюровской волны. Оба эти процесса относятся к случаю достаточно сильного магнитного поля, такого, что  $\omega_B \gg \omega_P$ , где  $\omega_B$  и  $\omega_P$  — циклотронная и ленгмюровская частоты соответственно. Такая ситуация реализуется, в частности, вблизи поверхности нейтронной звезды и в значительной области магнитосферы пульсара. С удалением же от поверхности звезды магнитное поле существенно ослабевает. При этом может реализоваться случай  $(\omega_B/\omega_P) < 1$ . В связи с этим представляет интерес исследование нелинейных механизмов генерации электромагнитных волн в условиях слабого магнитного поля. Этой цели и следует данная работа.

В пульсарной плазме имеется достаточно высокий уровень ленгмюровских колебаний (см. ниже). Рассмотрим механизмы, посредством которых энергия этих колебаний может преобразовываться в энергию электромагнитных волн.

2. Энергия ленгмюровских колебаний может трансформироваться в энергию электромагнитных волн при нелинейном рассеянии на частицах. При  $\omega_B < \omega_P$  этот процесс может быть изучен в приближении нулевого поля ( $\omega_B \rightarrow 0$ ). Ранее такой процесс рассматривался в [5] для случая электронно-ионной плазмы. Специфика электронно-позитронной плазмы сказывается в том, что в указанном приближении плотность тока второго порядка по амплитуде волны обращается в нуль. Поэтому нам необходимо знать ток третьего порядка  $\vec{j}^{(3)}$ . Вычисляем  $\vec{j}^{(3)}$  и получаем уравнение изменения спектральной плотности энергии электромагнитных волн  $W_k^t$  методом, изложенным в работе [6]. Результат имеет вид

$$\frac{\partial W_k^t}{\partial t} = 2\Gamma_k^t W_k^t, \quad (1)$$

где  $\Gamma_k^t$  представляет собой нелинейный инкремент. Из-за громоздкости мы здесь не выписываем общего выражения для  $\Gamma_k^t$  и прямо приводим оценку, соответствующую случаю умеренно релятивистской плазмы ( $T \simeq mc^2$ ;  $T, m$  — температура и масса покоя частиц). Тогда  $\Gamma_k^t \simeq \tau_1^{-1}$ , где

$$\tau_1 \simeq \omega_P^{-1} \frac{W_P}{W^t} \quad (2)$$

Здесь  $W_P \simeq n_P mc^2$  — плотность тепловой энергии плазмы,  $n_P$  — плотность частиц,  $W^t$  — плотность энергии, сосредоточенной на ленгмюровских колебаниях. Отметим, что выражение (2), так же, как и последующие выражения разделов 2 и 3, записано в системе, связанной с истекающей из пульсара плазмой.

Величина  $\tau_1$  означает характерное время нарастания электромагнитных волн при их генерации вследствие нелинейного рассеяния ленгмюровских колебаний на частицах плазмы. Для эффективности такого механизма генерации необходимо

$$\tau_1 < l/10c, \quad (3)$$

где  $l$  — характерный размер области генерации,  $c$  — скорость света. Коэффициент  $1/10$  в (3) — проявление того обстоятельства, что за время генерации амплитуда электромагнитных волн должна возрасти на большое число экспонент.

3. Теперь рассмотрим генерацию электромагнитных волн при слиянии двух ленгмюровских волн. В соответствии с работой [7], такой процесс может быть исследован с помощью гамильтониана третьего порядка вида

$$H^{(3)} = \frac{1}{2} \sum e n_P \int (\vec{\xi} \nabla)^2 \varphi dr. \quad (4)$$

Здесь  $\varphi$  — скалярный потенциал поля ленгмюровских волн,  $\vec{\xi}$  — смещение частицы в поле волны,  $e$  — заряд частицы. Суммирование в (4) ведется по сортам частиц. При наличии слабого равновесного магнитного поля

$$\vec{\xi}_k = - \frac{e}{m \omega_k} \left( \vec{E}_k - \frac{i}{\omega_k} [\vec{\omega}_B \vec{E}_k] \right). \quad (5)$$

Индекс  $k$  означает Фурье-компонент,  $\omega_k$  — частота колебаний с волновым вектором  $\vec{k}$ ,  $\vec{E}_k$  — электрическое поле волны (ленгмюровской или электромагнитной),  $\vec{\omega}_B = \omega_B \vec{e}_0, \vec{e}_0$  — единичный вектор вдоль равновесного магнитного поля. Для простоты в (4) и (5) пренебрегается тепловыми и релятивистскими эффектами. Ниже мы ограничиваемся качественными оценками, получаемыми экстраполяцией результатов, вытекающих из (4) и (5), для случая  $T \simeq mc^2$ .

В случае электронно-ионной плазмы можно ограничиться учетом лишь старшего члена в (5). Тогда с помощью (4) получается известный результат для вероятности слияния, приведенный, например, в работе [8]. Однако в случае электронно-позитронной плазмы вклад указанных членов в (4) взаимно сокращается при суммировании по сортам частиц. Тогда для вычисления  $H^{(3)}$  необходимо учитывать поправочный член в (5). В результате  $H^{(3)}$  для электронно-позитронной плазмы оказывается малым по сравнению с аналогичной величиной для случая электронно-ионной плазмы как  $\omega_B/\omega_P$ . Соответственно, вероятность рассматриваемого процесса мала как  $(\omega_B/\omega_P)^2$ . Используя это соображение и известную технику вычисления, изложенную в отмеченных выше работах применительно к электронно-ионной плазме, приходим к следующей оценке для характерного времени генерации электромагнитных волн:

$$\tau_2 \simeq \omega_P^{-1} \frac{W_P}{W^l} \left( \frac{\omega_P}{\omega_B} \right)^2. \quad (6)$$

Это время больше, чем  $\tau_1$  в  $(\omega_P/\omega_B)^2$  раз. Однако на пределе применимости нашего приближения  $\omega_P \simeq \omega_B$ ,  $\tau_1$  и  $\tau_2$  становятся одного порядка. Иначе говоря, при  $\omega_P \simeq \omega_B$  слияние двух ленгмюровских волн необходимо учитывать наравне с рассеянием.

4. Обсудим роль рассмотренных механизмов в генерации излучения пульсаров.

Как видно из изложенного выше, протекание плазменных процессов в магнитосферах пульсаров определяется параметрами  $\omega_p$ ,  $W^l/W_p$  и  $\omega_p/\omega_B$ . Оценим значения этих параметров.

В настоящее время практически все модели пульсаров сходятся в том, что истекающие из пульсаров частицы образуют несколько компонентов. Основными из них являются: вторичная электронно-позитронная плазма и пучок первичных частиц высоких энергий. Пучок движется со скоростями, соответствующими Лоренц-фактору  $\Gamma_b \simeq 10^6 - 10^8$ , и имеет концентрацию (см., например, [2]):

$$n_b = \frac{\Omega B_z}{2\pi e c} \simeq 7 \cdot 10^{10} \frac{B_z}{10^{12} \text{ Гс}} \left( \frac{P}{1 \text{ с}} \right)^{-1} \text{ см}^{-3}, \quad (7)$$

где  $B_z$  — проекция магнитного поля на ось вращения, а  $P = 2\pi/\Omega$  — период вращения пульсара. Вблизи поверхности пульсаров ( $B_z \simeq B_p \simeq 10^{12}$  Гс) концентрация пучка  $n_b$  порядка  $10^{11} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

Лоренц-фактор электронно-позитронной плазмы  $\Gamma_p$  значительно меньше, чем у пучка, и порядка  $10^2 - 10^3$ . Что касается концентрации плазмы, то в случае пульсаров с характеристиками, близкими к средним ( $P \simeq 1 \text{ с}$ ,  $B_p \simeq 10^{12} \text{ Гс}$ ), различные модели дают слабо отличающиеся значения:  $n_{p_0} \simeq 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$  вблизи поверхности нейтронной звезды. В случае же молодых пульсаров имеется значительный разброс в ожидаемых значениях  $n_{p_0}$ . Так, для *NP 0532* оцениваемые значения  $n_{p_0}$  заключены в интервале от  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  [2, 9] до  $\sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$  [1, 10]. Отсюда следует, что в случае старых пульсаров ( $P \simeq 1 \text{ с}$ ) плазменная частота вблизи их поверхности  $\omega_{p_0} \simeq 10^{12} \text{ с}^{-1}$ . В случае же самого молодого пульсара *NP 0532* она достигает  $10^{13} - 10^{15} \text{ с}^{-1}$ .

Лентмюровские колебания в электронно-позитронной плазме генерируются вблизи поверхности пульсара при черенковской неустойчивости пучка. Из приведенных выше параметров плазмы и пучка видно, что в случае старых пульсаров имеем  $(W^l/W_p) \sim 1$ . В случае же молодых пульсаров (например, *NP 0532*) в модели Старрока-Тадемару отношение  $W^l/W_p$  может уменьшаться до  $\sim 10^{-4}$  за счет увеличения  $W_p$ .

Рассмотрим теперь вопрос о значении параметра  $\omega_p/\omega_B$ , характеризующем приближения слабого или сильного магнитного поля. Этот параметр вблизи поверхности пульсара не превосходит  $10^{-4}$ , т. е.  $\omega_p \ll \omega_B$ . При удалении от пульсара отношение  $\omega_p/\omega_B$  возрастает ( $(\omega_p/\omega_B) \sim \Gamma^{3/2}$  для дипольного магнитного поля), достигая наибольшего значения на его световом цилиндре (на расстоянии  $r = c/\Omega$ ).

С другой стороны, согласно [2, 9], кинетическая энергия истекающей плазмы на световом цилиндре пульсара меньше, а согласно [1] — порядка плотности магнитной энергии  $B^2/8\pi$ . Отсюда следует, что

$$\frac{\omega_P}{\omega_B} < \Gamma_P^{-1/2} \approx 0.03 \div 0.1 \ll 1. \quad (8)$$

Однако это условие вблизи светового цилиндра пульсара выполняется лишь в среднем. В этой области магнитосферы имеются нейтральные слои и линии [11, 12] с аномально слабым магнитным полем, где и может иметь место условие  $\omega_P > \omega_B$ .

Таким образом, используемое нами приближение слабого магнитного поля имеет место лишь в компактных областях вблизи световых цилиндров пульсара. Возможно, что эти области и являются теми компактными источниками излучения, существование которых постулировано в работах Смита [13] и Железнякова [14].

Используя приведенные в статье оценки параметров  $\omega_P$ ,  $\frac{W^l}{W_P}$  и  $\omega_P/\omega_B$ , легко видеть, что характерные времена  $\tau_1$  и  $\tau_2$ , определенные формулами (2) и (6), короче, чем время выхода за световой цилиндр пульсара. Следовательно, рассмотренные в работе нелинейные процессы трансформаций ленгмюровских волн в электромагнитные успевают развиться.

Максимум генерируемого излучения будет приходиться на частоты  $\omega_m \approx \omega_B$ . В случае старых пульсаров — это радиодиапазон ( $\omega_m \approx 10^8 - 10^9$  с<sup>-1</sup>). В случае же молодых пульсаров указанные механизмы могут приводить к генерации как радио, так и инфракрасного излучения ( $\omega_m \approx 10^{10} - 10^{13}$  с<sup>-1</sup>).

Светимость пульсара может достигать значения

$$L \approx \left(\frac{\Omega l}{c}\right)^2 L_l = \left(\frac{\Omega l}{c}\right)^2 \frac{\Omega R}{c} R^2 c \Gamma_b n_b m c^2, \quad (9)$$

где  $l$  — размер области генерации излучения, в которой  $\omega_B \lesssim \omega_P$ ,  $L_l$  — поток энергии из пульсара в виде ленгмюровских колебаний, равный по порядку величины потоку энергии, уносимому из пульсара пучком,  $R$  — радиус пульсара.

При  $l \approx (0.1 - 0.01) \cdot (c/\Omega)$ ,  $\Omega \approx 10$  с<sup>-1</sup>,  $R \approx 10^6$  см,  $\Gamma_b \approx 10^7$ ,  $n_b \approx \approx 10^{11}$  см<sup>-3</sup>, получим  $L \approx 10^{27} - 10^{29}$  эрг/с. Эта величина совпадает с наблюдаемыми радиосветимостями пульсаров.

Мы благодарим В. В. Усову за полезные обсуждения и ценные советы.

## ON THE NONLINEAR THEORY OF THE GENERATION OF RADIATION IN A PULSAR PLASMA

A. B. MIKHAILOVSKI, G. I. SURAMLISHVILI

Taking into account the electron-positron structure of pulsar plasma, the nonlinear mechanisms of generation of its radiation has been considered. Estimates are presented of a growth rate of emission energy under the condition, when the cyclotron frequency is less than the Langmuir frequency. This condition could be realized near the light cylinder. The considered mechanisms lead to radio emission for old pulsar and radio and infrared emission for young pulsars.

### ЛИТЕРАТУРА

1. P. A. Starrock, *Ap. J.*, 164, 529, 1969.
2. M. A. Ruderman, E. G. Sutherland, *Ap. J.*, 196, 51, 1975.
3. Д. Г. Ломинадзе, Г. Э. Мачабели, А. Б. Михайловский, *Физика плазмы*, 5, 1337, 1979.
4. А. Б. Михайловский, *Физика плазмы*, 6, 613, 1980.
5. А. Гайлитис, В. Н. Цытович, *ЖЭТФ*, 46, 1726, 1964.
6. Д. Г. Ломинадзе, А. Б. Михайловский, Р. Э. Сагдеев, *ЖЭТФ*, 77, 1951, 1979.
7. Г. И. Сурамлишвили, *ЖЭТФ*, 48, 1732, 1965.
8. А. А. Галеев, Р. Э. Сагдеев, В сб. «Вопросы теории плазмы», ред. М. А. Леонтович, вып. 7, 1973, стр. 33.
9. J. Arons, E. T. Scharlemann, *Ap. J.*, 231, 854, 1979.
10. E. Tadmara, *Ap. J.*, 183, 625, 1973.
11. Р. М. Авакян, Г. П. Алоджянц, Г. С. Саакян, Д. М. Седрахан, *Астрофизика*, 2, 339, 1976.
12. Р. Н. Манчестер, Дж. Г. Тейлор, *Пульсары*, Мир., М., 1980.
13. F. G. Smith, *Nature*, 223, 934, 1969.
14. V. V. Zheleznyakov, *Astrophys. Space Sci.*, 13, 87, 1971.