

# ТОКОВЫЙ СЛОЙ КАК ОПТИМАЛЬНЫЙ СИНХРОТРОННЫЙ МАЗЕР НА РАДИОПУЛЬСАРЕ

© 2023 г. С. А. Корягин<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup>Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 15.09.2023 г.

После доработки 25.10.2023 г.; принята к публикации 21.11.2023 г.

На примере релятивистской плазмы с изотропным моноэнергетическим распределением электронов и позитронов показано, что в мазерном режиме максимальное возможное усиление синхротронного излучения на расстоянии в длину волны достигается в среде, где плотность энергии магнитного поля порядка плотности энергии частиц. Указанное соотношение плотностей энергии соответствует токовому слою (типа слоя Харриса). Получены лоренц-фактор электронов 350 и индукция магнитного поля 10 кГс в области мазерного радиоизлучения для пульсара в Крабовидной туманности. Оценка предполагает, что оптическое и когерентное радиоизлучение объекта происходит от одного синхротронного источника в форме токового слоя. Диаметр источника должен превышать радиус светового цилиндра примерно в 6 раз, чтобы мазерное волновое поле взаимодействовало с частицами в линейном режиме, в частности, сохраняло свою фазовую скорость выше скорости света в вакууме — необходимое условие для синхротронной неустойчивости.

*Ключевые слова:* когерентное излучение, радиопульсары.

**DOI:** 10.31857/S0320010823120045, **EDN:** RXMCRZ

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Мазерный механизм синхротронного излучения традиционно привлекается для интерпретации радиоисточников с высокой яркостной температурой: Крузиусом и Шликейзером (1988) как возможный усилитель в молекулярном мегамазере, Спадой и др. (1999) для релятивистского радиоджета с быстрой переменностью, Сагивом и Ваксманом (2002) для послесвечения гамма-всплеска, Хангуляном и др. (2022) для быстрого радиовсплеска (FRB). Необходимую для мазерного излучения инверсию населенности по энергии способна создать ударная волна в плазменном потоке (Любарский, 2006).

В вакууме невозможно достичь отрицательного коэффициента поглощения синхротронного излучения в случае изотропного распределения частиц при любом энергетическом профиле последнего (Уайлд и др., 1963). Мазерный эффект в вакууме требует распределения электронов, которое резко меняется бы по направлению импульса на масштабе порядка ширины диаграммы направленности спонтанного синхротронного излучения одной частицы — типа кольца в пространстве импульсов

или распределения с конусом потерь. Создать такое релятивистское распределение не тривиально в астрофизических условиях. Вместе с тем мазерное синхротронное излучение реализовано в лаборатории в случае узкоколлимированного релятивистского пучка с разбросом по энергии менее 1% (Арп и др., 2001).

Если распределение частиц квазиизотропно в секторе направлений импульса порядка узкой диаграммы направленности синхротронного излучения, то для мазерного эффекта необходима среда, где фазовая скорость волн превышает вакуумную скорость света  $c$  — показатель преломления меньше единицы. Такая среда, например плазма, резко подавляет спектральную мощность синхротронного излучения на фиксированной частоте для электронов выше определенной энергии — эффект Цытовича–Разина. Снижение спектральной мощности излучения (и пропорционального ей эйнштейновского коэффициента спонтанного излучения) быстрее чем обратно пропорционально квадрату энергии релятивистской частицы эквивалентно тому, что вероятность фотоиндуцированного перехода вверх по энергии на квант  $\hbar\omega$  (с поглощением фотона) становится ниже, чем аналогичная вероятность перехода вниз с излучением фотона —

\*Электронный адрес: koryagin@ipfran.ru

в среднем по диаграмме излучения частицы на частоте  $\omega$  (или эквивалентно в среднем по направлениям импульсов частиц, эффективно излучающих в заданном направлении); см. (Железняков, 1966; Мак-Крей, 1966).<sup>1</sup> Такое соотношение вероятностей переходов и есть мазерное излучение.

В плазме фазовая скорость волны возрастает с понижением частоты, поэтому в случае квазиизотропного распределения частиц мазерный эффект реализуется в диапазоне ниже определенной частоты (зависящей от энергии электронов с инверсией населенности). Логарифмический коэффициент усиления излучения (отрицательная оптическая толщина) приобретает не экспоненциально малые значения, только если мазерный диапазон располагается ниже частоты максимума вакуумного спонтанного синхротронного излучения электрона. Поэтому астрофизический синхротронный мазер демонстрирует два отличительных максимума в своем спектре: низкочастотный с когерентным излучением и высокочастотный как в некогерентном источнике (Железняков и др., 2000).

Пульсары с излучением в радио- и рентгеновском диапазонах представляют собой источники с двумя максимумами в своем спектре (Тимиркеева и Малов, 2020) — в частности, наиболее изученный пульсар в Крабовидной туманности. Ультрафиолетовый максимум в спектральной плотности потока последнего ассоциирует с некогерентным синхротронным излучением источника вблизи светового цилиндра и возможным самопоглощением на низкочастотном крыле (Шкловский, 1970; Бьернсон и др., 2010; Соллерман и др., 2019). Одинаковое положение главного импульса по фазе вращения объекта в радио, оптическом, рентгеновском и гамма-диапазонах свидетельствует в пользу формирования широкополосного излучения в одном источнике (Бюхлер и Бландфорд, 2014; Эйлек и Ханкинс, 2016).

Обсуждение мазерного механизма синхротронного излучения на радиопульсаре, по-видимому, сдерживалось высоким значением характерной нерелятивистской циклотронной частоты на световом цилиндре (и тем более в полярной шапке) —

существенно выше радиодиапазона. Однако указанное ограничение отсутствует в экваториальном токовом слое (топологически подобном гелиосферному токовому слою), который формируется в пульсарном ветре непосредственно за световым цилиндром и примыкает к последней закрытой силовой линии в магнитосфере пульсара (Прокофьев и др., 2017; Бескин, 2018). В центральной плоскости токового слоя (типа слоя Харриса) магнитное поле обращается в нуль. Церутти и др. (2016а; б) рассчитали некогерентное синхротронное излучение от экваториального (оптического тонкого) токового слоя для пульсара типа объекта в Крабовидной туманности: в оптическом, рентгеновском и гамма-диапазонах.

Статья скомпонована следующим образом. Раздел 2 качественно поясняет природу депрессии синхротронного излучения энергичных электронов в среде с показателем преломления меньше единицы — причины мазерного эффекта при наличии инверсии населенности. Раздел 3 решает задачу о максимальном коэффициенте усиления синхротронного излучения и показывает, что в релятивистском токовом слое усиление радиационной интенсивности в полтора раза достижимо на расстоянии всего лишь порядка длины волны излучения (что существенно короче толщины слоя). Поэтому уровень выходящего из слоя мазерного радиоизлучения определен не коэффициентом усиления (в линейном режиме), а уровнем насыщения волнового поля (сильно возмущающего траектории частиц и изменяющего показатель преломления среды). Раздел 4 устанавливает физические условия в мазерном источнике пульсара в Крабовидной туманности исходя из параметров его радио- и ультрафиолетового максимумов спектральной плотности потока и налагает ограничение на размер и положение источника, полагая насыщение радиоизлучения на уровне релятивистской напряженности. Последняя обсуждалась Согласно (2007) в приложении к наносекундным гигантским радиоимпульсам пульсара. Заключение резюмирует основные выводы.

## 2. ДЕПРЕССИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СРЕДЕ КАК ПРИРОДА МАЗЕРНОГО МЕХАНИЗМА

В вакууме в диапазоне частот  $\omega$  ниже частоты максимума синхротронного излучения электрона спектральная гармоника в некотором направлении  $\mathbf{n}$  формируется на короткой дуге ларморовской окружности длиной  $\Delta\Phi \sim (R_{\perp} k_{\perp})^{-1/3}$  рад, где частица отстает от узлов (нулей напряженности) поля излучаемой компоненты на расстояние порядка  $1/k_{\perp}$  (Вестфолд, 1959). Здесь  $R_{\perp} \approx c \sin(\theta)/\Omega_B$  — радиус ларморовской окружности,  $k_{\perp} = (\omega/c) \sin \theta$  — поперечная к магнитному

<sup>1</sup> При синхротронном поглощении кванта  $\hbar\omega$  релятивистские электроны из интервала энергии  $dE \ll \hbar\omega$  переходят в больший объем импульсов  $4\pi(E + \hbar\omega)^2 dE/c^3$ , чем при индуцированном излучении с сокращением занимаемого объема до значения  $4\pi(E - \hbar\omega)^2 dE/c^3$ . Указанные объемы пропорциональны числу квантовых состояний, в которые попадает электрон при соответствующем радиационном процессе. Мазерный режим требует, чтобы с повышением энергии частицы вероятность спонтанного излучения уменьшалась быстрее, чем растет число квантовых состояний электрона на единичный интервал его энергии.

полю составляющая волнового вектора,  $\Omega_B$  — частота циклотронного вращения релятивистского электрона,  $\theta$  — угол между импульсом частицы (волновым вектором) и магнитным полем.<sup>2</sup> Для указанных частот  $\omega$  электрон отстает от ближайшего узла поля за счет отклонения циклотронного вращения от равномерного прямолинейного движения в направлении  $\mathbf{n}$ :  $R_{\perp}(\Delta\Phi - \sin \Delta\Phi) \approx 1/k_{\perp}$ .

Плазма с диэлектрической проницаемостью  $1 - \omega_{L\text{eff}}^2/\omega^2$  повышает фазовую скорость электромагнитной волны на величину  $\delta v_{\text{ph}} \approx c\omega_{L\text{eff}}^2/(2\omega^2)$  по сравнению с вакуумной скоростью света  $c$ . Тем самым среда способствует дополнительному убеганию узлов волны от частицы на расстояние  $\delta L = \delta v_{\text{ph}}\tau$  за время  $\tau = \Delta\Phi/\Omega_B$  формирования излучения. Спектральная мощность синхротронного излучения экспоненциально уменьшается по сравнению с вакуумным уровнем (см. формулу (10.94) в монографии Железнякова, 1997), если на расстоянии  $\delta L$  набежит значительная фаза волны

$$\frac{\omega}{c}\delta L \sim \frac{\omega_{L\text{eff}}^2}{\omega^{4/3}(\Omega_B \sin \theta)^{2/3}} \gtrsim 1. \quad (1)$$

Условие (1) депрессии излучения эквивалентно высокому лоренц-фактору частицы

$$\Gamma_0 \gtrsim \frac{\omega_{L\text{eff}}^3}{\omega^2 \Omega_B \sin \theta},$$

от которого зависит гирочастота  $\Omega_B = \omega_B/\Gamma_0$  (а через последнюю — время взаимодействия  $\tau \propto \Omega_B^{-2/3} \propto \Gamma_0^{2/3}$ ). Здесь  $\omega_B = eB/(m_e c)$  — нерелятивистская циклотронная частота в магнитном поле  $B$ ;  $e$  — элементарный заряд;  $m_e$  — масса покоя электрона.

Экспоненциальное (более быстрое, чем  $1/\Gamma_0^2$ ) снижение спектральной мощности спонтанного излучения на частоте  $\omega$  с повышением лоренц-фактора  $\Gamma_0$  одновременно означает, что эйнштейновский коэффициент спонтанного перехода так же экспоненциально уменьшается с увеличением энергии частицы. Настолько резкая зависимость эйнштейновского коэффициента обеспечивает более высокую вероятность индуцированного излучения фотонов, чем их поглощения при моноэнергетическом квазиизотропном распределении электронов (Железняков, 1966; Мак-Крей, 1966). В случае произвольного квазиизотропного распределения частиц мазерное усиление реализуется, если число высокоэнергичных электронов с мазерным излучением превышает число низкоэнергичных электронов с положительным поглощением на той же частоте  $\omega$ .

<sup>2</sup> Значения  $R_{\perp}$ ,  $k_{\perp}$  и  $\Delta\Phi$  одинаковы в лабораторной системе отсчета и системе, движущейся с продольной скоростью электрона.

### 3. МАКСИМАЛЬНЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ МАЗЕРНОГО УСИЛЕНИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Найдем условие, при котором пространственный инкремент  $-\mu$  (логарифмический коэффициент усиления на трассе единичной длины) для интенсивности синхротронного излучения на фиксированной частоте  $\omega$  достигает максимального значения. Если эрмитова часть  $1 - \omega_{L\text{eff}}^2/\omega^2$  высокочастотной диэлектрической проницаемости среды обусловлена фоновыми нерелятивистскими электронами (и позитронами), то пространственный инкремент  $-\mu$  линейно пропорционален концентрации  $n_{\text{rel}}$  релятивистской фракции. Такая линейная зависимость ограничена требованием, что релятивистские частицы вносят малый вклад в плазменную частоту  $\omega_{L\text{eff}}$  среды, так что концентрация  $n_{\text{rel}}$  не влияет на относительное положение частоты  $\omega$  внутри диапазона мазерного излучения

$$\omega \lesssim \frac{\omega_{L\text{eff}}^{3/2}}{(\Omega_B \sin \theta)^{1/2}} \quad (2)$$

(неравенства (1) и (2) эквивалентны).

Дальнейшее увеличение инкремента  $-\mu$  достигимо заменой “холодной” фоновой плазмы на релятивистские частицы с сохранением плазменной частоты  $\omega_{L\text{eff}}$ . Таким образом, релятивистская плазма без “холодной” компоненты создает максимальный инкремент  $-\mu$ . В этом случае рост концентрации  $n_{\text{rel}}$  повышает параметр  $\omega_{L\text{eff}} \propto n_{\text{rel}}^{1/2}$ , а следовательно, и фазовую скорость волн на частоте  $\omega$ . Последнее нарушает линейную зависимость инкремента  $-\mu$  от концентрации  $n_{\text{rel}}$  и обуславливает искомый максимум усиления.

Используем в качестве модели релятивистскую плазму с изотропным моноэнергетическим распределением электронов и позитронов (с лоренц-фактором  $\Gamma_0$ ). Технически удобнее рассмотреть логарифмический коэффициент усиления  $G$ -интенсивности синхротронного излучения (отрицательную оптическую толщину) не на единичной длине, а на трассе в длину волны  $2\pi c/\omega$ :

$$\begin{aligned} G \stackrel{\text{def}}{=} -\mu \frac{2\pi c}{\omega} &= -\frac{3\sqrt{3}\pi}{8} \frac{\omega_B^2 \sin^2 \theta}{\omega_{L\text{eff}}^2 \Gamma_0^2} z_0 \Phi(z_0) = \\ &= -\frac{\sqrt{3}\pi \sin^2 \theta}{4 \beta_{\text{pl}}} z_0 \Phi(z_0). \end{aligned} \quad (3)$$

Выражение (3) представляет собой среднее арифметическое от отличающихся между собой коэффициентов усиления для линейно-поляризованных собственных волн в электронно-позитронной плазме (дихроизм не учитываем) и следует из

формулы (17.31) в монографии Железнякова (1997). Параметр

$$z_0 = \frac{2\omega_{L\text{eff}}^3 \Gamma_0}{3\omega^2 \omega_B \sin \theta} = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\beta_{\text{pl}}^{3/2} \sin^3 \theta}{s^2} \quad (4)$$

пропорционален левой части неравенства (1). Плазменная частота

$$\omega_{L\text{eff}} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_{\text{rel}}}{m_e \Gamma_0}} = \frac{\omega_{L0}}{\sqrt{\Gamma_0}} \quad (5)$$

задана выражением (4.86) в монографии Железнякова (1997);  $\theta$  — угол между волновым вектором и локальным магнитным полем.

В качестве меры магнитной индукции используем номер синхротронной гармоники  $s = \omega \Gamma_0 \sin^2(\theta) / \omega_B$ , на которой излучают электроны в направлении  $\theta$  на частоте  $\omega$ . В свою очередь, давление плазмы  $P_{\text{pl}} = n_e \Gamma_0 m_e c^2 / 3$  характеризуем его отношением к магнитному давлению  $P_{\text{mag}} = B^2 / (8\pi)$  посредством “плазменного бета”  $\beta_{\text{pl}} \stackrel{\text{def}}{=} P_{\text{pl}} / P_{\text{mag}} = 2\omega_{L\text{eff}}^2 \Gamma_0^2 / (3\omega_B^2)$ . Коэффициент усиления (3) зависит от параметров  $\omega_{L\text{eff}}$ ,  $\omega_B$  и  $\Gamma_0$  лишь через величины  $s$  и  $\beta_{\text{pl}}$ .

Функция

$$\Phi(z_0) = \frac{d}{dz_0} \left( z_0^2 \int_{z_0}^{\infty} K_{5/3}(\zeta) d\zeta \right) \quad (6)$$

принимает отрицательное, а логарифмический коэффициент усиления (3) — положительное значение в интервале параметра  $z_0 > 1.35$  (ср. с неравенством (1);  $K_{5/3}$  — функция Макдональда). Согласно определению (4), необходимое для мазерного усиления значение  $z_0 > 1.35$  достижимо лишь в плазме с параметром

$$\beta_{\text{pl}} > \frac{1.07 s^{4/3}}{\sin^2 \theta} \geq 1.07 \quad (7)$$

(давление среды превышает магнитное).

Функция  $z_0 \Phi(z_0)$  достигает минимума  $-0.63$  в точке  $z_0 = 3.13$  и далее экспоненциально уменьшается по абсолютной величине в области  $z_0 \gg 1$ . Поэтому положительный, но не экспоненциально малый коэффициент усиления (3) реализуется при аргументе (4) порядка тройки, что фиксирует произведение  $\sqrt{3}\pi z_0 \Phi(z_0) / 4|_{z_0=3} \approx 0.85$  в формуле (3). Тогда коэффициент усиления (3) в области своих не экспоненциально малых значений обратно пропорционален плазменному параметру  $\beta_{\text{pl}}$ . С учетом неравенства (7), коэффициент усиления  $G$  достигает своего максимального возможного значения

$G_{\text{max}} \approx 0.47$  в среде с плазменным параметром  $\beta_{\text{pl}} \approx (2z_0^2/3)^{1/3}|_{z_0=3} \approx 1.8$  в направлении поперек локального магнитного поля (см. формулу (4)). Максимум усиления приходится на частоты порядка первой синхротронной гармоники, совпадающей с частотой  $\omega_{L\text{eff}}$  отсечки электромагнитных волн при  $\beta_{\text{pl}} \sim 1$ .

Равенство по порядку величины магнитного и плазменного давлений ( $\beta_{\text{pl}} \sim 1$ ) типично для структуры, удерживаемой собственным магнитным полем, например, токового слоя. В частности, релятивистский токовый слой (типа слоя Харриса) “автоматически” создает максимальный возможный пространственный инкремент для синхротронного излучения с частотой порядка частоты отсечки электромагнитных волн в плазме (при распространении поперек слоя). Интенсивность излучения возрастает в  $\exp(G_{\text{max}}) = 1.6$  раза на трассе в одну длину волны. Поскольку толщина слоя намного превосходит длину волны, то уровень выходящего излучения обусловлен не коэффициентом усиления в линейном режиме, а механизмом насыщения неустойчивости.

#### 4. ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ИСТОЧНИКЕ МАЗЕРНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРА В КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

Спектральная плотность  $F_\nu$  наблюдаемого радиоизлучения от пульсара в Крабовидной туманности достигает максимума на частоте  $\nu_{\text{m rad}} \approx 100$  МГц, практически обрывается в ноль в диапазоне ниже максимума и спадает по крутому степенному закону примерно  $F_\nu \propto \nu^{-3}$  выше максимума (Бюхлер и Бландфорд, 2014);  $\nu = \omega / (2\pi)$ .

В отличие от окружающей Крабовидной туманности, пульсар не зарегистрирован на частотах примерно выше 30 ГГц до ближнего инфракрасного диапазона — в фильтре  $L$ , 3.5 мкм. В инфракрасных лучах и оптике пульсирующая спектральная плотность потока медленно возрастает по степенному закону  $F_\nu \propto \nu^{\alpha_{\nu\text{opt}}}$  с показателем  $\alpha_{\nu\text{opt}} = 0.16 \pm 0.07$ , где разброс 0.07 соответствует доверительной вероятности 68% (Соллерман и др., 2019). Плотность потока достигает максимума в ультрафиолете на частоте  $\nu_{\text{m UV}} \approx 2 \times 10^{15}$  Гц (энергия фотона 8 эВ) и спадает по степенному закону  $F_\nu \propto \nu^{-2/3}$  в мягком рентгене (энергия фотона ниже 10 кэВ).

В силу уменьшения плотности потока  $F_\nu$  медленнее чем  $\nu^{-1}$  интегральная по частоте энергия пульсирующего излучения сосредоточена в жестком рентгене — в интервале энергий фотонов 10–500 кэВ, — где произведение  $\nu F_\nu$  достигает

своего максимума  $(\nu F_\nu)_{\max} = 1.5 \times 10^{-9}$  эрг/(см<sup>2</sup> · с). В гамма-диапазоне “интегральный” по частоте поток  $\nu F_\nu$  сначала спадает, но далее демонстрирует плато на уровне  $(\nu F_\nu)_\gamma = 4 \times 10^{-10}$  эрг/(см<sup>2</sup> · с) в полосе энергий фотонов 30–4000 МэВ.

Модель синхротронного лазера ассоциирует частоту радиомаксимум  $\nu_{\text{m rad}}$  с частотой  $\omega_{\text{msr}}/(2\pi)$  максимума коэффициента мазерного усиления. В случае токового слоя (как системы с плазменным параметром  $\beta_{\text{pl}} \sim 1$ ) частота  $\omega_{\text{msr}}$  порядка эффективной плазменной частоты (5) в источнике, которая совпадает с частотой гировращения электронов в крыле токового слоя  $\omega_B/\Gamma_0$  (в центральной плоскости слоя Харриса магнитное поле нулевое; см. обзор Кочаровского и др. (2016) о самосогласованных токовых структурах).

Лоренц-фактор  $\Gamma_0$  обозначает характерную энергию  $E_0 = \Gamma_0 m_e c^2$ , где создана инверсия населенности в распределении электронов (и позитронов) по импульсу: распределение частиц  $dN/dE$  по энергии  $E$  возрастает быстрее чем  $E^2$ . Закон спадающего распределения  $dN/dE$  выше энергии  $E_0$  не принципиален для мазерного эффекта, в частности, может быть степенным, чтобы обеспечить указанный выше степенной профиль плотности потока в мягком и жестком рентгене.

Бьёрнсон и др. (2010) обосновали, что наблюдаемый инфракрасный и оптический спектры  $F_\nu$ , переходящие в ультрафиолетовый максимум пульсара, не противоречат резкому обрыву функции распределения электронов и позитронов ниже некоторой энергии (инверсии населенности), хотя обрыв и не обязателен. В этом случае частота  $\nu_{\text{m UV}}$  ультрафиолетового максимума порядка частоты  $\omega_B \Gamma_0^2/(4\pi)$  максимума спонтанного синхротронного излучения частиц на обрыве функции распределения  $dN/dE$ .

По частотам радио- и ультрафиолетового максимумов определяем лоренц-фактор частиц

$$\Gamma_0 = \left( \frac{2\nu_{\text{m UV}}}{\nu_{\text{m rad}}} \right)^{1/3} = 340 \quad (8)$$

и магнитное поле в источнике (на периферии токового слоя)

$$B = \frac{2\pi m_e c}{e} (2\nu_{\text{m UV}})^{1/3} \nu_{\text{m rad}}^{2/3} = 12 \text{ кГс}. \quad (9)$$

Описанное в начале раздела плато в гамма-лучах с энергией  $\hbar\omega = 30\text{--}4000$  МэВ включает в себя энергию электрона  $\Gamma_0 m_e c^2 = 170$  МэВ с лоренц-фактором (8). Уровень гамма-плато  $(\nu F_\nu)_\gamma$

не должен превышать поток излучения от обратного комптоновского рассеяния частицами с лоренц-фактором (8) мягких рентгеновских фотонов с характерной энергией

$$\hbar\omega_{\text{seed}} = m_0 c^2 / (2\Gamma_0)^2 = 0.38 \text{ кэВ}. \quad (10)$$

Последняя обозначает границу перехода от томсоновского к уменьшающемуся с энергией фотона клейн-нишиновскому сечению рассеяния.

Мощности комптоновского и синхротронного излучения электрона равны, если в источнике совпадают плотности энергии рассеиваемых фотонов (в квазитомсоновском режиме) и статического магнитного поля. Уровень гамма-плато  $(\nu F_\nu)_\gamma$  примерно в  $Q = 5$  раз превышает “интегральный” поток синхротронного излучения  $(\nu F_\nu)_{\text{UV}} = 0.8 \times 10^{-10}$  эрг/(см<sup>2</sup> · с) в ультрафиолетовом максимуме спектра  $F_\nu$  на частоте  $\nu_{\text{m UV}}$ . При таком отношении потоков плотность энергии  $W_{\text{seed}}$  комптоновски рассеиваемого излучения из диапазона (10) превышает плотность энергии магнитного поля (9) не более чем в  $Q$  раз:

$$W_{\text{seed}} \leq QB^2/(8\pi), \quad (11)$$

что ограничивает снизу характерный диаметр  $d_\perp$  источника.

Считаем ширину диаграммы  $\Delta\phi$  излучения источника равной интервалу фаз вращения пульсара, которую занимает главный импульс в оптике с длительностью  $\Delta t_{\text{opt}} = 1.5$  мс при периоде вращения объекта  $T = 33$  мс:  $\Delta\phi/(2\pi) = \Delta t_{\text{opt}}/T$  (Голден и др., 2000). Сформированный источником луч сохраняет свое начальное поперечное сечение  $s_{\perp 0} = \pi d_\perp^2/4$  в прожекторной зоне — до удаленности  $l_{\text{proj}} = d_\perp/\Delta\phi$  от точки генерации. Далее сечение луча возрастает пропорционально квадрату расстояния  $r$  от точки выхода из источника как  $s_\perp(r) = s_{\perp 0}(r/l_{\text{proj}})^2 = \pi(r\Delta\phi)^2/4$  в соответствии с шириной  $\Delta\phi$  диаграммы направленности.

Плотность энергии  $W_{\text{seed}}$  комптоновски рассеиваемого излучения в источнике оцениваем по наблюдаемому потоку в максимуме главного импульса  $(\nu F_\nu)_{\text{seed}} 2\pi/\Delta\phi$  на расстоянии  $D = 2$  кпк от пульсара до Земли как  $c^{-1}[(\nu F_\nu)_{\text{seed}} 2\pi/\Delta\phi] s_\perp(r = D)/s_{\perp 0}$ , где  $(\nu F_\nu)_{\text{seed}} = 4 \times 10^{-10}$  эрг/(см<sup>2</sup> · с) — средний по периоду вращения пульсара поток в фотонах с энергией (10). Обсуждаемое ограничение (11) на плотность энергии задает минимальный диаметр источника

$$d_\perp > \frac{4\pi D}{B} \sqrt{\frac{(\nu F_\nu)_{\text{seed}} \Delta\phi}{cQ}} = 1800 \text{ км}. \quad (12)$$

В свою очередь, мазер работает в линейном режиме (наводимые в плазме токи линейно пропорциональны амплитуде усиливаемой волны), пока

напряженность поля в радиодиапазоне ниже так называемой релятивистской напряженности

$$E_{\text{rel}} = 2\pi\nu_{\text{m rad}} m_e c / e \quad (13)$$

(Ландау и Лифшиц, 2003).<sup>3</sup> В противном случае возмущенное волной движение электрона достигает околосветовой скорости в локальной системе отсчета, перемещающейся вдоль исходной винтовой траектории частицы. Как следствие, осцилляторное смещение частицы в пространстве, а вместе с ним и амплитуда тока поляризации среды (определяющего эрмитовую часть диэлектрической проницаемости) выходит на постоянное значение, не зависящее от напряженности волны. Насыщение тока эквивалентно снижению отличию показателя преломления среды от единицы (по сравнению со значением в линейном приближении по полю). Фазовая скорость сильной волны возвращается к вакуумной скорости света — нарушается необходимое условие для мазерного синхротронного излучения.

Заменяем в предыдущих абзацах (об обратном комптоновском рассеянии) плотность энергии статического магнитного поля  $B^2/(8\pi)$  на плотность энергии волнового поля  $E_{\text{rel}}^2/(8\pi)$  с амплитудой (13), а поток фотонов с энергией (10) на поток в радиодиапазоне  $(\nu F_\nu)_{\text{rad}} = 2 \times 10^{-14}$  эрг/(см<sup>2</sup> · с). Подобно формуле (12) с заменой  $Q = 1$ , получаем ограничение на диаметр источника по максимальной возможной напряженности мазерного поля в радиодиапазоне

$$d_\perp > \frac{2eD}{m_e c \nu_{\text{m rad}}} \sqrt{\frac{(\nu F_\nu)_{\text{rad}} \Delta\phi}{c}} = 9500 \text{ км.} \quad (14)$$

Если нижняя граница (12) почти равна радиусу светового цилиндра  $cT/(2\pi) = 1600$  км для пульсара в Крабовидной туманности, то минимальный диаметр (14) источника в 6 раз превосходит данные размеры. Поэтому единый источник некогерентного и когерентного синхротронного излучения должен располагаться дальше светового цилиндра — в пульсарном ветре. Мазер непосредственно около светового цилиндра или во внутренней магнитосфере пульсара требует обоснования своей работы в режиме “сверхрелятивистской” напряженности волнового поля.

<sup>3</sup> В оптическом диапазоне релятивистски сильное поле достигнуто в экспериментах конца 1990-х годов по усилению линейно-частотно-модулированных лазерных импульсов, где плотность потока сфокусированного излучения превысила  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>; см. обзоры Пьяцци и др. (2012), Дансона и др. (2019), а также описание эксперимента Гинзбурга и др. (2010).

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Релятивистский токовый слой с инверсией населенности в распределении электронов (и позитронов) обеспечивает максимальное возможное мазерное усиление интенсивности синхротронного излучения: в 1.6 раза на трассе в одну длину волны. Максимум инкремента расположен вблизи плазменной частоты в центре слоя. Частота максимума совпадает также с гирочастотой релятивистского электрона на периферии токового слоя (типа слоя Харриса).

Частота ультрафиолетового максимума спектральной плотности потока некогерентного синхротронного излучения и нижняя граница когерентного радиоизлучения пульсара в Крабовидной туманности определяют лоренц-фактор частиц в источнике — 350 — и индукцию магнитного поля — 10 кГс. Для указанного магнитного поля обратное комптоновское рассеяние частицами собственного синхротронного излучения не создает поток выше наблюдаемого уровня в гамма-диапазоне, если диаметр источника превышает радиус светового цилиндра пульсара 1600 км. Насыщение радиочастотного мазерного поля на уровне релятивистской напряженности требует от источника примерно в 6 раз большего диаметра. Поэтому синхротронный мазер следует ожидать за пределами внутренней магнитосферы звезды — в пульсарном ветре.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 20-02-00104а).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арп и др. (U. Arp, G.T. Fraser, A.R. Hight Walker, T.B. Lucatorto, K.K. Lehmann, K. Harkay, N. Sereno, and K.-J. Kim), Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams **4**, 054401 (2001).
2. Бьёрнсон и др. (С.-И. Björnsson, A. Sandberg, J. Sollerman), Astron. Astrophys. **516**, A65 (2010).
3. Бюхлер, Бландфорд (R. Bühler and R. Blandford), Rep. Prog. Phys. **77**, 066901 (2014).
4. Вестфолд (K.C. Westfold), Astrophys. J. **130**, 241 (1959).
5. Гинзбург и др. (V.N. Ginzburg, E.V. Katin, E.A. Khazanov, A.V. Kirsanov, V.V. Lozhkarev, G.A. Luchinin, A.N. Mal'shakov, M.A. Martyanov, et al.), AIP Conf. Proc. **1228**, 71 (2010).
6. Голден и др. (A. Golden, A. Shearer, R.M. Redfern, G.M. Beskin, S.I. Neizvestny, V.V. Neustroev, V.L. Plokhotnichenko, and M. Cullum), Astron. Astrophys. **363**, 617 (2000).
7. Дансон и др. (C.N. Danson, C. Haefner, J. Bromage, T. Butcher, J.-C.F. Chanteloup, E.A. Chowdhury, A. Galvanauskas, L.A. Gizzi, et al.), High Power Laser Sci. Engin. **7**, e54 (2019).
8. Железняков В.В., *Излучение в астрофизической плазме* (М.: Янус-К, 1997).

9. Железняков В.В., ЖЭТФ **51**, 570 (1966).
10. Железняков и др. (V.V. Zheleznyakov, G. Thejappa, S.A. Koryagin, and R.G. Stone), Geophysical Monograph Series (Washington: Am. Geophys. Union, 2000), v. 119, p. 57.
11. Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В., Мартынов В.Ю., Тарасов С.В., УФН **186**, 1267 (2016).
12. Крузиус, Шликейзер (A. Crusius and R. Schlickeiser), Astron. Astrophys. **195**, L9 (1988).
13. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., *Теория поля* (М.: Физматлит, 2003), § 48, задача 2.
14. Любарский (Y. Lyubarsky), Astrophys. J. **652**, 1297 (2006).
15. Мак-Крей (R. McCray), Science **154**, 1320 (1966).
16. Пьяцца и др. (A. Di Piazza, C. Müller, K.Z. Hatsagortsyan, and C.H. Keitel), Rev. Mod. Phys. **84**, 1177 (2012).
17. Сагив, Ваксман (A. Sagiv and E. Waxman), Astrophys. J. **574**, 861 (2002).
18. Согласнов (V. Soglasnov), Proc. of the 363 WE-Heraeus Seminar on Neutron Stars and Pulsars “40 years after the Discovery”, 68 (2007).
19. Соллерман и др. (J. Sollerman, J. Selsing, P.M. Vreeswijk, P. Lundqvist, and A. Nyholm), Astron. Astrophys. **629**, A140 (2019).
20. Спада и др. (M. Spada, M. Salvati, and F. Pacini), Astrophys. J. **511**, 136 (1999).
21. Тимиркеева, Малов (M. Timirkeeva and I. Malov), Astrophys. Space Sci. **365**, 190 (2020).
22. Уайлд и др. (J.P. Wild, S.F. Smerd, and A.A. Weiss), Ann. Rev. Astron. Astrophys. **1**, 291 (1963).
23. Хангулян и др. (D. Khangulyan, M.V. Barkov, and S.B. Popov), Astrophys. J. **927** (1), 2 (2022).
24. Церутти и др. (B. Cerutti, J. Mortier, and A.A. Philippov), MNRAS **463**, L89 (2016a).
25. Церутти и др. (B. Cerutti, A.A. Philippov, and A. Spitkovsky), MNRAS **457**, 2401 (2016b).
26. Шкловский (I.S. Shklovsky), Astrophys. J. Lett. **159**, L77 (1970).
27. Эйлек, Ханкинс (J.A. Eilek and T.H. Hankins), J. Plasma Phys. **82**, 635820302 (2016).