

РАСКАЧКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ИНДУЦИРОВАННЫМ КОМПТОНОВСКИМ РАССЕЯНИЕМ В
ОКРЕСТНОСТИ ПУЛЬСАРОВ

С. А. КАПЛАН, В. Н. ЦЫТОВИЧ, А. С. ЧИХАЧЕВ

Поступила 5 января 1970

Рассмотрено взаимодействие релятивистских электронов с интенсивным пучком электромагнитного излучения. Показано, что в случае встречных пучков частиц и волн можно получить эффективное повышение частоты вторичного излучения. При взаимодействии излучения с изотропно распределенными электронами раскачка происходит на малых частотах. Сделаны численные оценки для конкретных моделей пульсаров.

Принято считать, что в окрестности пульсара имеется сильное направленное (дилутированное) электромагнитное излучение и достаточно большое количество ультрарелятивистских электронов. Очевидно, что в этих условиях роль индуцированного комптоновского рассеяния в балансе всех происходящих здесь процессов должна быть велика. В настоящей заметке обсуждаются некоторые следствия этого эффекта и даются удобные расчетные формулы.

Предположим, что в некоторой области вблизи пульсара пересекаются два „пучка“. Один пучок состоит из релятивистских электронов со средней энергией $\varepsilon_* \gg mc^2$ и углом разброса направлений скоростей $\vartheta_* \ll 1$. Полная концентрация электронов пучка в единице объема $n = \int f(\varepsilon) d\varepsilon$, где $f(\varepsilon)$ — функция распределения по энергиям. Предположим далее, что второй пучок, направленный под углом $\alpha \gg \vartheta_*$ к первому, состоит из электромагнитных квантов со средней частотой ω_* и относительно небольшим разбросом направлений волновых векторов $\Delta\alpha \ll \alpha$ (но может быть $\Delta\alpha \gg \vartheta_*$). Полная интенсивность излучения $I = \int I_{\omega_1}(\omega_1) d\omega_1$, где $I_{\omega_1}(\omega_1)$ — спектральная интенсивность.

Индукцированное комptonовское рассеяние в области пересечения пучков генерирует вторичное излучение на частотах ω , направленное преимущественно вдоль пучка быстрых частиц. Из законов сохранения энергии и импульса определяем частоту вторичного излучения:

$$\omega = \omega_1 \frac{1 - \frac{v}{c} \cos \alpha}{1 - \frac{v}{c} \cos \beta} \simeq \omega_1 \frac{2(1 - \cos \alpha)}{\left(\frac{mc^2}{\varepsilon}\right)^2 + \vartheta_*^2} \quad (1)$$

Инкремент раскочки (коэффициент усиления за единицу времени) вторичного излучения на частоте ω вычисляется по формуле

$$\begin{aligned} \gamma(\omega) &= \frac{2e^4(1 - \cos \alpha)^2}{m^2 c} \int \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} d\varepsilon \int \delta(\omega - \omega_1) I_{\omega_1}(\omega_1) \frac{d\omega_1}{d\omega_1^2} \left(\frac{mc^2}{\varepsilon}\right)^2 = \\ &= \frac{2e^4(1 - \cos \alpha)^2}{m^2 c \omega^2} \int \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} I_{\omega_1} \left(\omega \frac{\left(\frac{mc^2}{\varepsilon}\right)^2 + \vartheta_*^2}{2(1 - \cos \alpha)} \right) d\varepsilon \left(\frac{\varepsilon}{mc^2}\right)^2 \end{aligned} \quad (2)$$

При заданных выражениях для I_{ω_1} и $f(\varepsilon)$ интегралы могут быть вычислены. Для примера приведем конкретные выражения для строго встречных пучков ($\alpha = \pi$ — здесь эффект увеличения частоты максимален) в случае идеальной коллимации пучка электронов $\vartheta_* \rightarrow 0$, используя следующую аппроксимацию:

$$I_{\omega_1} = \frac{I}{\omega_*} \begin{cases} \left(\frac{\omega_1}{\omega_*}\right)^{\nu'} & \omega_1 < \omega_* \\ \left(\frac{\omega_*}{\omega_1}\right)^{\nu} & \omega_1 > \omega_* \end{cases}; \quad f(\varepsilon) = \frac{n}{\varepsilon_*} \begin{cases} \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_*}\right)^2 & \varepsilon < \varepsilon_* \\ \left(\frac{\varepsilon_*}{\varepsilon}\right)^{\gamma} & \varepsilon > \varepsilon_* \end{cases}, \quad (3)$$

где ν , ν' и γ — некоторые численные константы. Для такого выбора есть некоторые основания [1]. Тогда, подставляя (3) в (2), получаем для меньших частот:

$$\gamma \left(\omega < \omega_* \left(\frac{2\varepsilon_*}{mc^2}\right)^2 \right) = \frac{8(\nu + \nu')}{(\nu + 2)(\nu' - 2)} \frac{e^4 c^3 n I}{\omega_*^3 \varepsilon_*^3} \quad (4)$$

Существенно, что здесь инкремент не зависит от частоты вторичного излучения. Это, правда, следствие выбора „2“ как показателя степени функции распределения по энергиям при $\varepsilon < \varepsilon_*$. Если здесь принять

$$f(\varepsilon) \sim \varepsilon^{\gamma'}, \quad \text{то } \gamma(\omega) \sim \omega^{\frac{\gamma' - 2}{2}}$$

Для более высоких частот:

$$\begin{aligned} \gamma \left(\omega > \omega_* \left(\frac{2\varepsilon_*}{mc^2} \right)^2 \right) &= \left(\frac{1}{\gamma+2} + \frac{\gamma}{2\gamma-\gamma-2} \right) \times \\ &\times \frac{8e^4 c^3 \varepsilon_* n I}{(mc^2)^4 \omega_* \omega^2} \left(\frac{2\varepsilon_*}{mc^2} \sqrt{\frac{\omega_*}{\omega}} \right)^2. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь инкремент очень быстро, как $\omega^{-(1+2)}$, спадает с ростом частоты. Более того, при $\gamma < \frac{\gamma+2}{2}$ круглая скобка становится отрицательной, и вместо усиления на этих частотах мы получаем обычное поглощение при комптоновском рассеянии. Таким образом, в данной постановке задачи имеет место усиление электромагнитного поля излучения на частотах в интервале: $\omega_* < \omega < \omega_* \left(\frac{2\varepsilon_*}{mc^2} \right)^2$ и практическое отсутствие раскачки или даже поглощение вне этого интервала частот.

Формулы (4) и (5) можно применять и при большем разнообразии условий. В частности, если $\alpha \neq \pi$ (но по-прежнему $\alpha \gg \vartheta_*$), то верхняя предельная частота $\omega_* \left[\left(1 - \cos \alpha \right) \frac{\varepsilon_*}{mc^2} \right]^2$ и в (4) и (5) появляется дополнительный множитель $\left(\frac{1 - \cos \alpha}{2} \right)^2$. Практически подобные же формулы имеют место и если ϑ_* не очень мало. В частности, если $\vartheta_* > \frac{mc^2}{\varepsilon_*}$, то интервал усиливаемых частот:

$$\omega_* < \omega < \omega_* \frac{2(1 - \cos \alpha)}{\left(\frac{mc^2}{\varepsilon_*} \right)^2 + \vartheta_*^2} \approx \omega_* \frac{2(1 - \cos \alpha)}{\vartheta_*^2}. \quad (6)$$

В этом случае для инкремента имеем (опуская несущественные численные множители порядка единицы):

$$\gamma(\omega) = \frac{e^4 c^3 n I}{\omega_*^3 \varepsilon_*^2} \left[1 + \left(\frac{\vartheta_* \varepsilon_*}{mc^2} \right)^2 \right] \approx \frac{e^4 c^3 n I \vartheta_*^2}{(mc^2)^3 \varepsilon_* \omega_*^3}. \quad (7)$$

Как мы увидим ниже, условие $\varepsilon_* \vartheta_* \gg mc^2$, при котором справедливо второе выражение (7), более благоприятно для интерпретации явлений в пульсарах.

В случае, когда первичное излучение попадает в область с изотропно распределенными релятивистскими электронами, картина оказывается иной. Для расчета этого случая в (2) следует провести интегрирование по углам ϑ и α так, чтобы угол между лучом зрения и направлением потока первичного излучения (обозначим его через φ) оставался бы заданным. Кроме того, здесь следует заменить $\frac{\partial f}{\partial \varepsilon}$ на

$\varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\frac{f(\varepsilon)}{\varepsilon^2} \right)$. Подробности вычислений мы не приводим, заметим лишь следующее. Величина $\gamma(\omega)$ состоит из двух частей, из которых одна — всегда положительная, соответствует раскачке электромагнитных волн на частотах $\omega_1 = \frac{\omega_1}{2(1 - \cos \varphi)} \left(\frac{mc^2}{\varepsilon} \right)^2$, а вторая часть, всегда отрицательная, соответствует поглощению высокочастотных волн с частотами $\omega_1 2(1 - \cos \varphi) \frac{\varepsilon^4}{m^4 c^8}$. Для инкремента низкочастотной раскачки имеем

$$\gamma(\omega, \varphi) = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{e^4 c^3}{(1 - \cos \varphi) \omega^2} \int_0^\infty I_{\omega_*} \left(2\omega(1 - \cos \varphi) \left(\frac{\varepsilon}{mc^2} \right)^2 \right) f(\varepsilon) \frac{d\varepsilon}{\varepsilon^3}. \quad (8)$$

Такое „обращение эффекта“, т. е. раскачку с уменьшением частоты легко понять. В первом случае (рассеяние на пучке электронов) энергия вторичного поля излучения берется от пучка быстрых частиц, которые обеспечивают инверсность заселенностей уровней излучения в силу своей анизотропии. Во втором случае, при изотропном распределении частиц, инверсность обеспечивается пучком первичного излучения и энергия вторичного излучения берется от квантов первичного излучения. Следовательно энергия вторичных квантов должна быть меньше энергии первичных. Правда, само рассеяние создает некоторую анизотропию распределения частиц, но оно невелико и быстро опять исчезает за счет неустойчивости.

С приведенной выше аппроксимацией для функций $f(\varepsilon)$ и I_{ω_*} получим, что при рассеянии первичного излучения на изотропно распределенных релятивистских электронах генерируется вторичное излучение на частотах:

$$\omega_* \gg \omega \gtrsim \frac{\omega_*}{2(1 - \cos \varphi)} \left(\frac{mc^2}{\varepsilon} \right)^2 \quad (9)$$

с инкрементом:

$$\gamma(\omega, \varphi) \simeq (1 - \cos \varphi) \frac{e^4 c^3 n I}{(mc^2)^2 \varepsilon_* \omega_*^3}. \quad (10)$$

Формула (10) аналогична (7) при $\vartheta_* \simeq \varphi$. С уменьшением φ увеличивается возможный интервал частот вторичного излучения, но инкремент при этом стремится к нулю.

Теперь посмотрим, что дают численные оценки для конкретных моделей пульсаров. В некоторых моделях считается, что с поверхности пульсара выбрасывается поток релятивистских частиц, направляемых магнитным полем и поворачиваемых им же при вращении пульсара. Угловой раствор такого пучка порядка отношения длительности импульса Δt к периоду их повторения T . В соответствии с наблюдательными данными $\vartheta_* \simeq \Delta t/T \simeq 1/30$.

Поток энергии быстрых частиц $n \varepsilon_* c a^2$ (где a — поперечный размер потока) должен быть не меньше потока энергии радиоизлучения $I_{\text{рав}} \simeq 10^{32}$ эрг/сек. Отсюда при $a \simeq 10^7$ см имеем: $n \varepsilon_* \simeq 3 \cdot 10^7$ эрг/см³. Концентрация электронов в области генерации радиоизлучения вероятно не больше 10^8 см⁻³, иначе оно не может выйти из среды. Примем $n \simeq 10^8$ см⁻³ и $\varepsilon \simeq 0.3 \cdot \text{эрг} \simeq 3 \cdot 10^5$ тс². Следовательно здесь справедлив случай (6) и второй формулы (7).

Чтобы раскачать вторичное излучение на частотах наблюдаемого радиодиапазона $10^7 + 10^{10}$ сек⁻¹ при $\vartheta_* \simeq 1/30$ необходима, согласно (6), частота первичного излучения $\omega_* \simeq 10^7$ сек. Может ли пульсар излучать такие волны? Возможность излучения очень длинных волн вращением или вообще движением магнитного поля на поверхности пульсара уже обсуждалась [2, 3]. Правда, при этом получались очень низкие частоты $\omega_* \simeq 10 + 200$ сек⁻¹ [2] или $\omega_* \simeq 10^5$ сек⁻¹ [3]. Возможно, конечно, что на поверхности пульсара происходят и более резкие изменения поля с частотой $\omega_* \simeq 10^7$ сек⁻¹. По крайней мере сделаем такое предположение. Интенсивность такого излучения может быть и велика, но дать какую-либо оценку, исходя из моделей пульсаров, сейчас нельзя. Поэтому лучше поступим таким образом.

Инкремент раскачки должен быть не меньше 10^7 сек, т. е. величины порядка обратной длительности импульса пульсара. Используя приведенные выше значения, получаем из (7) необходимую для этого интенсивность первичного длинноволнового излучения: $I \simeq 2 \cdot 10^{10}$ эрг/см² сек, что соответствует длинноволновой светимости: $\sim 10^{27} - 10^{28}$ эрг/сек. По-видимому, это возможно. Заметим, что можно предположить и многоступенчатый процесс индуцированного комптоновского рассеяния с неоднократным повышением частоты.

Приведенные выше формулы позволяют рассмотреть разные случаи повышения частоты при раскачке из-за индуцированного компто-

новского рассеяния. Можно, например, „превратить“ радиоизлучение пульсара в инфракрасное излучение. Однако получить здесь заметный эффект в оптической, а тем более рентгеновской области спектра вряд ли удастся, так как инкремент быстро уменьшается с увеличением частоты первичного излучения.

Таким образом повысить частоту излучения в окрестности пульсара при помощи обратного эффекта Комптона трудно. С другой стороны, понижение частоты более вероятно.

Можно предположить следующую схему: оптическое (или близкое инфракрасное) излучение пульсара, рассеиваясь на изотропно распределенных релятивистских электронах и понижая при этом свою частоту, раскачивает электромагнитное излучение на радиочастотах. В самом деле, воспользуемся для оценок формулами (9) и (10). Полагая, что максимум излучения пульсара падает на инфракрасную частоту $\omega_* \approx 10^{14} \text{ сек}^{-1}$ и что средняя энергия релятивистских электронов в его окрестности порядка $\epsilon_* \approx 10^3 \text{ мс} \approx 10^{-3} \text{ эр}$, а также принимая для концентрации релятивистских электронов $n \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$ и для полной интенсивности излучения в инфракрасном и оптическом диапазонах $I \approx 10^{29} \text{ эр/см}^2 \text{ сек}$, находим по этим формулам, что излучение на частотах $\omega \approx 10^8 \text{ сек}^{-1}$ раскачивается с инкрементом $\gamma \approx 10^2 \text{ сек}^{-1}$, что как раз и соответствует длительности импульса пульсара.

Научно-исследовательский радиофизический ин-т

Физический ин-т АН СССР

Московский инженерно-физический ин-т

ENHANCEMENT OF ELECTROMAGNETIC RADIATION INDUCED BY COMPTON SCATTERING IN THE VICINITY OF PULSARS

S. A. KAPLAN, V. N. TSYTOVICH, A. S. CHIKHACHOV

The induced enhancement of high-frequency electromagnetic radiation is possible when diluted low-frequency waves have been scattered by the beam of relativistic electrons. The energy of electromagnetic radiation have been taken from the relativistic electrons so it is the most effective mechanism of conversion of kinetic energy into radiation.

But in the vicinity of pulsars another type of compton scattering with reducing of frequency may explain its radioemission. The conversion of optical and infrared radiation of pulsars into radiowave range by compton scattering on relativistic electrons with isotropic distribution may give the maser effect with increment of 10^2 сек^{-1} .

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Н. Цытович, А. С. Чихачев, *Астрон. ж.*, 46, 486, 1969.
2. T. Gunn, T. Ostriker, *Nature*, 221, 454, 1969.
3. С. А. Каплин, В. Я. Эйдман, *Письма ЖЭТФ*, 10, 320, 1969.