

Министерство высшего и среднего специального образования
РСФСР

Ордена Трудового Красного Знамени
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ РАДИОФИЗИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ

Преприят № 6



НИРФИ

Г.Г.Гетманцев

КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ
И МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ВОЛН
НА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНАХ
КАК ИСТОЧНИК РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НЕКОТОРЫХ
МЕТАГАЛАКТИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

г. Горький
1970 г.

А н н о т а ц и я

Показано, что комптоновское рассеяние релятивистских электронов на низкочастотных волнах в космической плазме, распределенных по энергиям по степенному закону с показателем степени γ , более эффективно с энергетической точки зрения чем синхротронное излучение релятивистских электронов, если γ достаточно велико. Комптоновское рассеяние плазменных и других низкочастотных волн на релятивистских электронах является, по всей вероятности, источником декаметрового радиовлучения многих метagalактических объектов, имеющих достаточно крутой частотный спектр.

Рассеяние плазменных и других низкочастотных электромагнитных волн на релятивистских электронах и некоторые астрофизические приложения явления рассеяния уже рассматривались в литературе ранее (см. обзор [1]). Новые радиоастрономические данные заставляют, однако, вернуться к этому вопросу.

Магнитогидродинамические и плазменные волны с различной длиной волны в совокупности создают в космической плазме хаотически неоднородное электромагнитное поле с характерным пространственным масштабом неоднородностей l . Релятивистский электрон ($\epsilon \gg mc^2$), двигаясь со скоростью $v \approx c$, пролетает через отдельную неоднородность хаотического поля за время $\tau \approx l/c$. (Для определенности мы предполагаем, что характерные временные изменения хаотического электромагнитного поля происходят с частотами $\Omega \ll 1/\tau$). При этом электрон излучает электромагнитные волны, являющиеся, по существу, результатом рассеяния плазменных или других низкочастотных волн на движущейся частице. Для нахождения радиоизлучения совокупности электронов, распределенных по энергиям по степенному закону $N(\epsilon) = k \epsilon^{-\gamma}$ (k и $\gamma \approx \text{const}$ в достаточно широком интервале энергий), необходимо проинтегрировать спектр излучения одиночной частицы

по энергиям, используя $N(\xi)$ в качестве весовой функции.

Искомое выражение для спектра мощности излучения совокупности электронов в форме, удобной для дальнейшего использования, проще всего получить из выражения для спектра излучения одиночной частицы, приведенного в [2] и справедливого для случая отклонения траектории частицы от прямолинейной при пролете ее через выделенную неоднородность поля на малый угол $\alpha \ll mc^2/\xi$, с последующим интегрированием по энергии⁺). Оно может быть также получено из [1] путем соответствующих преобразований приведенного там выражения для I_ω .

$$I_\omega \left(\frac{\text{эрг.}}{\text{сек см}^2 \text{стер.}} \right) = kR \frac{e^3 H_{\perp\tau} \chi}{mc^2} \left[\frac{2e H_{\perp\tau} \chi}{m^3 c^5} \right]^{\frac{k-1}{2}} \omega^{\frac{1-k}{2}} f(\chi) \left(\frac{\tau}{\tau_{\max}} \right)^2 \quad (1)$$

В выражении (1) фигурируют в обычных обозначениях константы излучающих частиц, $H_{\perp\tau} \chi$ - поперечная по отношению к скорости частицы компонента хаотического магнитного поля и $\tau_{\max} = 2\tau \frac{mc}{eH}$. В (1) произведено также интегрирование вдоль луча зрения наблюдателя вследствие чего в нем фигурирует множитель R - линейный размер излучающего объекта в выбранном направлении (предполагается, что излучательная способность источника не зависит от координат).

Интересная особенность выражения (1) состоит в том, что оно с точностью до имеющего весьма простой

⁺) Энергия, излучаемая частицей на частоте ω в результате пролета через заданное электромагнитное поле $\xi_\omega = \frac{2\pi e^2}{c^3} \omega \int \omega (mc^2/\xi)^2 |W_\omega|^2 \frac{[1 - \frac{\omega}{\omega_1} (\frac{mc^2}{\xi})^2 + \frac{\omega^2}{2\omega_1^2} (\frac{mc^2}{\xi})^4]}{\omega^2} d\omega_1$, где W_ω - спектр поперечной по отношению к невозмущенной траектории частицы компоненты ее ускорения.

смысл множителя $\left(\tau/\tau_{\max}\right)^{\frac{3-\gamma}{2}}$ совпадает с выраже-

нием для спектра синхротронного излучения релятивистских электронов, распределенных по энергиям по степенному закону. Несущественное и легко объяснимое отличие (1) от соответствующего выражения для синхротронного излучения (помимо наличия в (1) множителя $\left(\tau/\tau_{\max}\right)^{\frac{3-\gamma}{2}}$) состоит в том, что в (1)

фигурирует безразмерная функция $f(\gamma)$, вид которой определяется пространственным спектром поля, через которое движутся излучающие частицы, тогда как в формуле для синхротронного излучения вместо $f(\gamma)$ фигурирует вполне определенная функция - интеграл от некоторой комбинации функций Эйри, также зависящий от f [3]. Если пространственные неоднородности имеют простую форму, то $f(\gamma)$ есть простое алгебраическое выражение, содержащее γ . Для $\gamma \approx 2 + 3$ $f(\gamma)$ обычно порядка единицы, а для $\gamma \approx 5 + 7$ порядка нескольких сотых. Заметим также, что функция эквивалентная $f(\gamma)$ и фигурирующая в формуле для синхротронного излучения, относительно слабо зависит от γ и для $\gamma \approx 2 + 5$ она равна по порядку величины 0,1.

Выражение (1) выведено и справедливо при условии $\alpha \ll mc^2/\mathcal{E}$, когда угловые отклонения вектора скорости частицы от траектории невозмущенного движения достаточно малы. Параметр $\tau_{\max} = 2\pi \frac{mc}{eH} \frac{mc^2}{\mathcal{E}} T_H$, где T_H - период вращения электрона с энергией в магнитном поле H , равен, очевидно, времени, в течение которого скорость электрона в поле H отклоняется

на "предельный" угол $\alpha_{\max} \approx mc^2/\xi$ ^{+) .} Таким образом выражение (1) справедливо при $\tau/\tau_{\max} \ll 1$, отвечающем неравенству $\alpha \ll mc^2/\xi$. При $\tau/\tau_{\max} \rightarrow 1$ (1) переходит (с точностью до множителя единицы) в выражение для спектра интенсивности синхротронного излучения, хотя, строго говоря, выражение (1) при $\tau/\tau_{\max} \approx 1$ уже не справедливо ⁺⁺⁾.

Выражение (1) годится, разумеется, и для случая рассеяния электронов не в хаотическом магнитном, а в хаотическом электрическом поле, создаваемом, скажем, совокупностью плазменных волн с различными волновыми числами. При этом в (1) следует заменить $H_{\pm\tau}$ на $E_{\pm\tau}$. Поскольку речь идет об излучении релятивистских электронов в пространственно-хаотических электромагнитных волнах под параметрами $(H_{\pm\tau})^{\frac{\delta+1}{2}}$ и $(\tau/\tau_{\max})^{\frac{3-\delta}{2}}$ в (1) следует понимать соответствующие им средние значения.

Наличие в (1) множителя $(\tau/\tau_{\max})^{\frac{3-\delta}{2}}$ приводит к интересным и практически важным следствиям. Непосредственно из выражения (1) видно, что рассматриваемый механизм комптоновского рассеяния

^{+) .} Если помимо хаотически-неоднородного магнитного (электрического) поля в космическом пространстве есть и квазиоднородное поле причем $\tau_{\max} = 2\pi \frac{mc}{eH} < l/c$, то излучение релятивистских частиц почти целиком является синхротронным и (1) дает лишь малую поправку к этому излучению.

^{++) .} То обстоятельство, что синхротронное радиоизлучение можно рассматривать как обратное комптоновское рассеяние на волнах с частотой $\omega_1 = eH/mc$, уже отмечалось в [4].

низкочастотных волн на релятивистских электронах дает более интенсивное радиозлучение чем синхротронный механизм, если $(H_{tz х.} / H_{tz рег.})^{\gamma+1} (\tau / \tau_{max})^{\frac{3-\gamma}{2}} > 1$,

где $H_{tz рег.}$ поперечная по отношению к скорости частиц составляющая регулярного магнитного поля, определяющего синхротронное радиозлучение. Поскольку $\tau / \tau_{max} \ll 1$, то при $\gamma < 3$ синхротронный механизм энергетически более выгоден, если справедливо неравенство $1 < (H_{tz х.}^2 / H_{tz рег.}^2)^{\gamma+1} < (\tau_{max} / \tau)^{3-\gamma/2}$.

Вместе с тем при $\gamma > 3$ множитель $(\tau / \tau_{max})^{\frac{3-\gamma}{2}}$ может оказаться достаточно большим и рассматриваемый механизм комптоновского рассеяния может дать более интенсивное излучение чем синхротронный механизм даже при условии $H_{tz х.}^2 / H_{tz рег.}^2 \ll 1$, то есть

когда плотность энергии хаотически неоднородного поля значительно меньше плотности энергии квазиоднородного поля. Все дело в том, что в рассматриваемом здесь механизме комптоновского рассеяния максимум энергии излучения индивидуальной частицы с энергией ϵ приходится на частоты $\omega_{mk} \sim \frac{2\pi}{\tau} \left(\frac{\epsilon}{mc^2} \right)^2$,

а в случае синхротронного излучения $\omega_{mc} \sim \frac{eH}{mc} \left(\frac{\epsilon}{mc^2} \right)^2$.

Таким образом $\omega_{mk} / \omega_{mc} \sim \tau_{max} / \tau \gg 1$, то есть излучение заданной частоты поставляется в рассматриваемом нами случае более "мягкими" частицами чем при синхротронном механизме. При $\gamma > 3$ увеличение числа частиц, дающих излучение на частоте ω , при уменьшении τ происходит столь быстро, что этот рост пе-

рекрывает убыль излучательной способности частиц, пропорциональной, как известно, ξ^2 .

Обратимся теперь к работе [5], в которой приведены результаты измерений частотных спектров метagalактических дискретных источников в декаметровом диапазоне волн. В [5] обнаружено, что для многих дискретных источников (в случае радиогалактик более чем для 50% источников) на частотах $\nu < 40$ мгц спектральные индексы источников значительно больше чем на более высоких частотах. Так для радиогалактик, спектр радиоизлучения которых обладает указанной особенностью, спектральный индекс $\alpha_{\nu, \text{ч.}}$ ($\nu \geq 40$) $\approx 0,8 \div 0,9$ и в то же время на частотах $\nu < 40$ мгц он достигает значений $\alpha_{\nu, \text{ч.}} \approx 3 \div 4$. Заметим, что $\alpha_{\nu, \text{ч.}} = 3$ отвечает показатель степенного энергетического спектра электронов $\gamma = 7$ и, следовательно, в (1) входит множитель $(\tau_{\text{max}}/\tau)^2$.

Если полагать, что хаотическое поле в источниках обусловлено плазменными волнами, то их спектр со стороны коротких волн обрывается на

$$\lambda \sim D = \left(\frac{kT}{8\pi e^2 N} \right)^{1/2}, \text{ где } D - \text{ дебаевский радиус.}$$

Таким образом можно считать, что $\tau \approx D/c \approx 10^{-10} (T/N)^{1/2}$ (сек), где N — электронная концентрация, а T — электронная температура в космической плазме.

Для оценки $E_{\text{тв}}^2$ будем исходить из очевидного соотношения $E_{\text{тв}}^2 / 8\pi \approx kTN$. Полагая несколько условно в радиогалактиках $T = 10^4$, $N = 10^{-2}$, находим $E_{\text{тв}}^2 \approx 10^{-13}$, $\tau \approx 10^{-7}$ сек и $\tau_{\text{max}} \approx 1$ сек. Как видно из приведенного выше неравенства при $\gamma = 7$ и $\tau/\tau_{\text{max}} 10^{-7}$ интенсивность комптоновского излучения превосходит синхротронное излучение, если $E_{\text{тв}}^2 / H^2 > 10^{-7}$. Весьма вероятно, что в реальных

объектах отношение $(E_{\text{т.х.}}/U_{\text{рег}})^2$ может заметно превышать 10^{-7} и, следовательно, рассматриваемый здесь механизм комптоновского рассеяния низкочастотных электромагнитных волн на релятивистских электронах при относительно больших γ будет более эффективен чем механизм синхротронного радиоизлучения в квазигодородном магнитном поле источника. Энергия электронов, ответственных при этом за радиоизлучение на частоте ω оценивается из соотношения $\omega \sim \frac{2\pi}{\tau} \left(\frac{\delta}{mc^2}\right)^2$. При $\omega \sim 10^8$ и $\tau \approx 10^{-7}$ $(\delta/mc^2) \approx 1$, но следует конечно помнить, что (1) справедливо строго лишь при $(\delta/mc^2) \gg 1$.

Подчеркнем в заключение, что согласно (1) интенсивность радиоизлучения, как и в синхротронном случае пропорциональна $\omega \frac{1-\gamma}{2}$ - обстоятельство, уже отмечавшееся ранее в [1] и в некоторых других работах. Можно показать, что подобная частотная зависимость I_ω для степенного энергетического спектра излучающих частиц есть следствие того, что в спектр мощности излучения одиночной заряженной частицы частота излучения и энергия частицы входят лишь в комбинации $\omega \frac{mc^2}{\delta}$. Вследствие этого обстоятельство вне зависимости от характера конкретного механизма радиоизлучения излучение ансамбля частиц распределенных по энергиям (в достаточно широком интервале энергий) по степенному закону будет всегда пропорционально $\omega^{(1-\gamma)/2}$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. С.А.Каплан, В.Н.Цытович, УФН, 97, вып.1, 77 (1969)
2. Л.Ландау и Е.Лифшиц, Теория поля, ГИТТЛ, Москва-Ленинград, стр.243 (1948).
3. В.Л.Гинзбург, Г.Г.Гетманцев, М.И.Фрадкий, Труды 3-го совещания по вопросам космогонии, изд. АН СССР, Москва, стр.149 (1954).
4. V.L.Ginzburg and V.V.Zheleznyakov, Comments on Astronomy and Space Sci (в печати).
5. С.Я.Брауде, И.Н.Жук, О.М.Лебедева, А.В.Мень, Б.П.Рябов, Низкочастотные спектры дискретных источников космического излучения (препринт № 3), изд. инст. радиофиз. и электрон. АН УССР, Харьков (1970).