

УДК 523.164

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

Г. Г. Гетманцев

Показано, что комптоновское рассеяние релятивистских электронов на низкочастотных волнах в космической плазме, распределенных по энергиям по степенному закону с показателем степени γ , при достаточно больших γ более эффективно, чем синхротронное излучение релятивистских электронов с энергетической точки зрения. Комптоновское рассеяние плазменных и других низкочастотных волн на релятивистских электронах является, по всей вероятности, источником декаметрового радиоизлучения многих метagalacticких объектов, имеющих достаточно большой 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 ($\mathcal{E} \gg mc^2$), 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 $N(\mathcal{E}) = k\mathcal{E}^{-\gamma}$ (k и $\gamma \approx \text{const}$ в достаточно широком интервале энергий), необходимо проинтегрировать спектр излучения одиночной частицы по энергиям, используя $N(\mathcal{E})$ 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 $\alpha \ll mc^2/\mathcal{E}$, с последующим интегрированием по энергии*. Оно может быть также получено из [1] путем соответствующих преобразований приведенного там выражения для I_ω :

* Энергия, излучаемая частицей на частоте ω в результате пролета через заданное электромагнитное поле, равна

$$I_{\omega} (\text{эрг} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{гц}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}) = kR \frac{e^3 H_{\text{п.х}}}{mc^2} \times \quad (1)$$

$$\times \left[\frac{2eH_{\text{п.х}}}{m^3 c^5} \right]^{\frac{\gamma-1}{2}} \omega^{\frac{1-\gamma}{2}} f(\gamma) \left(\frac{\tau}{\tau_{\text{max}}} \right)^{\frac{3-\gamma}{2}}.$$

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

Интересная особенность (1) состоит в том, что оно с точностью до имеющего весьма простой смысл множителя $(\tau/\tau_{\text{max}})^{(3-\gamma)/2}$ совпадает с выражением 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 $(\tau/\tau_{\text{max}})^{(3-\gamma)/2}$) состоит в том, что в него входит безразмерная функция $f(\gamma)$; вид ее определяется пространственным спектром поля, через которое движутся излучающие частицы, тогда как в формуле для синхротронного излучения вместо $f(\gamma)$ стоит вполне определенная функция — интеграл от некоторой комбинации функций Эйри, также зависящий от γ [3]. Если пространственные неоднородности имеют простую форму, то $f(\gamma)$ есть алгебраическое выражение, содержащее γ . Для $\gamma \approx 2 \div 3$ $f(\gamma)$ обычно порядка единицы, а для $f \approx 5 \div 7$ порядка нескольких сотых. Заметим также, что функция, эквивалентная $f(\gamma)$, в формуле для синхротронного излучения, относительно слабо зависит от γ , и для $\gamma \approx 2 \div 5$ 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 $\tau_{\text{max}} = (mc/eH) \approx (mc^2/2\pi\mathcal{E}) T_H$, где T_H — период вращения электрона с энергией \mathcal{E} в магнитном поле H , равен, очевидно, времени, в течение которого скорость электрона в поле H отклоняется на «предельный» угол $\alpha_{\text{max}} \approx mc^2/\mathcal{E}$. Таким образом, выражение (1) справедливо при условии $\tau/\tau_{\text{max}} \ll 1$, отвечающем неравенству $\alpha \ll mc^2/\mathcal{E}$. При $\tau/\tau_{\text{max}} \rightarrow 1$ (1) переходит (с точностью до множителя порядка единицы) в выражение для спектра интенсивности синхротронного излучения, хотя, строго говоря, выражение (1) при $\tau/\tau_{\text{max}} \approx 1$ уже не справедливо**.

Выражение (1), годится, разумеется, и для случая рассеяния электронов не в хаотическом магнитном, а в хаотическом электрическом по-

$$\mathcal{E}_{\omega} = \frac{2\pi e^2}{c^3} \omega \int_{(\omega/2)(mc^2/\mathcal{E})^2}^{\infty} |W_{\omega_1}|^2 \frac{[1 - (\omega/\omega_1)(mc^2/\mathcal{E})^2 + (\omega^2/2\omega_1^2)(mc^2/\mathcal{E})^4]}{\omega_1^2} d\omega_1,$$

где W_{ω_1} — спектр поперечной по отношению к невозмущенной траектории частицы компоненты ее ускорения.

* Если помимо хаотически неоднородного магнитного (электрического) поля в космическом пространстве есть и квазиоднородное поле, причем $\tau_{\text{max}} = 2\pi(mcleH) < 1/c$, 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].

ле, создаваемом, скажем, совокупностью плазменных волн с различными волновыми числами. При этом в (1) следует заменить H_n на E_n . Поскольку речь идет об излучении релятивистских электронов, в простейшем хаотических электромагнитных волнах под параметрами $(H_n)^{(\gamma+1)/2}$ и $(\tau/\tau_{\max})^{(3-\gamma)/2}$ в (1) следует понимать соответствующие им средние значения.

Наличие в (1) множителя $(\tau/\tau_{\max})^{(3-\gamma)/2}$ приводит к интересным и практически важным следствиям. Непосредственно из выражения (1) видно, что рассматриваемый механизм комптоновского рассеяния низкочастотных волн на релятивистских электронах дает более интенсивное радиоизлучение, чем синхротронный механизм, если $(H_{n\perp}/H_{n\text{ пер}})^{(\gamma+1)/2} (\tau/\tau_{\max})^{(3-\gamma)/2} > 1$, где $H_{n\text{ пер}}$ — поперечная по отношению к скорости частиц составляющая регулярного магнитного поля, определяющего синхротронное радиоизлучение. Поскольку $\tau/\tau_{\max} \ll 1$, то при $\gamma < 3$ синхротронный механизм энергетически более выгоден, если справедливо неравенство $1 < (H_{n\perp}^2/H_{n\text{ пер}}^2)^{\gamma+1} < (\tau_{\max}/\tau)^{(3-\gamma)/2}$.

Вместе с тем при $\gamma > 3$ множитель $(\tau/\tau_{\max})^{(3-\gamma)/2}$ может оказаться достаточно большим, и рассматриваемый механизм комптоновского рассеяния может дать более интенсивное излучение, чем синхротронный механизм, даже при условии $H_{n\perp}^2/H_{n\text{ пер}}^2 \ll 1$, т. е. 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 \mathcal{E} приходится на частоты $\omega_{mk} \sim (2\pi/\tau) (\mathcal{E}/mc^2)^2$, а в случае синхротронного излучения — на $\omega_{mc} \sim (eH/mc) (\mathcal{E}/mc^2)^2$. Таким образом, $\omega_{mk}/\omega_{mc} \sim \tau_{\max}/\tau \gg 1$, т. е. излучение заданной частоты создается 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 перекрывает убыль излучательной способности частиц, пропорциональной, как известно, \mathcal{E}^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 $f < 40$ МГц спектральные индексы источников значительно больше, чем на более высоких частотах. Так, для радиогалактик, спектр радиоизлучения которых обладает указанной особенностью, спектральный индекс $\alpha_{\nu c}$ ($f \geq 40$) $\approx 0,8 \div 0,9$ и в то же время на частотах $f < 40$ МГц он достигает значений $\alpha_{\nu c} \approx 3 \div 4$. Заметим, что $\alpha_{\nu c} = 3$ отвечает показатель степенного энергетического спектра электронов $\gamma = 7$, и, следовательно, в (1) входит множитель $(\tau_{\max}/\tau)^2$.

Если полагать, что хаотическое поле в источниках обусловлено плазменными волнами, то их спектр со стороны коротких волн обрывается на $\lambda \sim D = (kT/8\pi e^2 N)^{1/2}$, где D — дебаевский радиус. Таким образом, можно считать, что $\tau \gtrsim D/c \approx 10^{-10} (T/N)^{1/2}$ сек, где N — электронная концентрация, а T — электронная температура в космической плазме.

Для оценки $E_{n\perp}^2$ будем исходить из очевидного соотношения $E_{n\perp}^2/8\pi \leq kTN$. Полагая несколько условно в радиогалактиках $T = 10^4$, $N = 10^{-2}$, находим $E_{n\perp}^2 \leq 10^{-13}$, $\tau \gtrsim 10^{-7}$ сек и $\tau_{\max} = 0,1$ сек. Как видно из приведенного выше неравенства, при $\gamma = 7$ и $\tau/\tau_{\max} \approx 10^{-6}$ интенсивность комптоновского излучения превосходит синхротронное излучение,

если $E_{\text{п.к.}}^2/H_{\text{пер}}^2 > 10^{-6}$ *. Весьма вероятно, что в реальных объектах отношение $(E_{\text{п.к.}}/H_{\text{пер}})^2$ может заметно превышать 10^{-6} , 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 квазигомогенном магнитном поле источника. Энергия электронов, ответственных при этом за радиоизлучение на частоте ω , оценивается из соотношения $\omega \sim (2\pi/\tau)(\mathcal{E}/mc^2)^2$. При $\omega \sim 10^8$ и $\tau \gtrsim 10^{-7}$ $(\mathcal{E}/mc^2) \gtrsim 1$, но следует, конечно, помнить, что (1) справедливо строго лишь при $(\mathcal{E}/mc^2) \gg 1$.

Подчеркнем в заключение, что согласно (1) интенсивность радиоизлучения, как и в синхротронном случае, пропорциональна $\omega^{(1-\gamma)/2}$ — 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 $\omega (mc^2/\mathcal{E})^2$. Вследствие этого обстоятельства вне зависимости от характера конкретного механизма радиоизлучения излучение ансамбля частиц, распределенных по энергиям (в достаточно широком интервале энергий) по степенному закону, будет всегда пропорционально $\omega^{(1-\gamma)/2}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, УФН, 97, № 1, 77 (1969).
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, Гостехиздат, М.—Л., 1948.
3. В. Л. Гинзбург, Г. Г. Гетманцев, М. И. Фрадкин, Тр. 3-го совещания по вопросам космогонии, изд. АН СССР, М., 1954, стр. 149.
4. V. L. Ginzburg, V. V. Zheleznyakov, Comments Astron. Space Sci. (in press).
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. ИРЭ АН УССР, Харьков, 1970.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
8 октября 1970 г.

COMPTON SCATTERING OF PLASMA AND MAGNETOHYDRODYNAMIC WAVES ON RELATIVISTIC ELECTRONS AS A SOURCE OF RADIATION FROM SOME METAGALACTIC OBJECTS

G. G. Getmantsev

From the energetic point of view the scattering of relativistic electrons with power law energy distribution on the low-frequency waves in a space plasma is shown to be more effective at sufficiently large index γ than the synchrotron radiation mechanism. The Compton scattering of plasma and other low-frequency waves on relativistic electrons is most probably the source of decameter radiation of many metagalactic objects having a sufficiently steep frequency spectrum.

* Приводимые здесь численные оценки, разумеется, несколько условны. Например, I_{min} заведомо больше D , поскольку плазменные волны с $\lambda \approx D$ быстро затухают. На это обстоятельство наше внимание обратил И. М. Гордон.