

Электронейтральность дает  $n_p + n_+ = n_-$ , так что окончательно

$$\frac{dn_+}{dt} = B - A = \pi c r_0^2 n_- n_+ \left[ 2\alpha^2 \phi(\theta) \left( 1 + \frac{n_-}{n_+} \right) - \psi(\theta) \right].$$

Отсюда видно, что в стационарном состоянии каждой температуре отвечает определенное отношение позитронов к электронам

$$\frac{n_+}{n_-} \Big|_{st} = 2\alpha^2 \phi(\theta) [\psi(\theta) - 2\alpha^2 \phi(\theta)]^{-1}.$$

Аналогичная ситуация возникает при определении степени ионизации плазмы малой плотности, где ионизация осуществляется электронным ударом и идет радиационная рекомбинация (формула Элверта).

Точные расчеты по формулам, приведенным в [2], дают выражение для концентрации позитронов ( $\theta > 1$ ,  $\psi > 2\alpha^2 \phi$ ,  $n_+/n_- < 1$ )

$$n_+ = \frac{56n_p}{27\pi^2} \alpha^2 \theta^2 \ln^2(1 + \theta) = 10^{-5} n_p \theta^2 \ln^2(1 + \theta).$$

Отметим отличие от полного статистического равновесия, где произведение  $n_+ n_-$  является постоянным, порядка  $(mc/\hbar)^6 \chi(\theta)$ .

При  $n_- \ll (mc/\hbar)^3 = 10^{33} \text{ см}^{-3}$  в оптически тонкой и малоплотной плазме, которая встречается в астрофизике, стационарная концентрация позитронов, вычисленная выше, весьма мала по сравнению со статистически равновесной концентрацией позитронов при той же температуре. Новые явления возникают, когда величина  $\alpha^2 \phi / (\psi - \alpha^2 \phi)$  обращается в единицу. Возникает равенство  $n_+ = n_-$ , и стремление  $n_+$ ,  $n_- \rightarrow \infty$ , поэтому стационарное решение не существует. Это имеет место при  $T = 40 mc^2 = 20 \text{ Мэв}$ . При лавинообразном нарастании числа пар  $n_+ = n_-$  кинетическое уравнение имеет вид

$$\frac{dn_+}{dt} = D(\theta) n_+^2, \quad D = \pi c r_0^2 [2\alpha^2 \phi(\theta) - \psi(\theta)].$$

Это уравнение привело бы к уходу  $n_+$  в бесконечность за конечное время. Очевидным ограничением является статистическое равновесие, которое возникло бы, когда при данной температуре плазма станет оптически толстой и по тормозному поглощению квантов, а не только по комптоновскому рассеянию и рождению пар квантами. Однако в астрофизике дискретных радиоисточников мы всегда чрезвычайно далеки от равновесия, которое требовало бы гигантского излучения энергии.

В действительности нарушается условие постоянства температуры и температура подстраивается так что  $D \equiv 0$ , а концентрация позитронов соответствует мощности подкачки энергии.

Наконец отметим, что рождение пар всегда энергетически гораздо меньше (по крайней мере в  $\alpha$  раз) по сравнению с тормозным излучением. Специфическая роль рождения пар связана с тем, что при наличии магнитного поля позит-

## РАВНОВЕСНАЯ КОНЦЕНТРАЦИЯ ПОЗИТРОНОВ В ОПТИЧЕСКИ ТОНКОЙ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПЛАЗМЕ

И.С.Бисноватый-Коган, Я.Б.Зельдович, Р.А.Сюняев

В плазме непрозрачной для излучения рождение позитронов начинается при температурах  $kT \sim 0,1 mc^2$ . Очень быстро (при  $kT \sim 0,4 mc^2$ ,  $m$  — масса электрона) давление пар сравнивается с давлением излучения и может значительно превысить давление исходных электронов [1]. В плазме малой плотности, когда излучение свободно уходит, концентрация позитронов определяется равновесием между процессами рождения пар при столкновениях  $e^-, e^+$  с ядрами и друг с другом (без участия фотонов) и аннигиляцией электронов и позитронов (с испусканием фотонов); детальное равновесие не имеет места и равновесные термодинамические формулы не применимы. В этой заметке мы даем физическую картину процессов в такой плазме.

Основным результатом является отсутствие равновесного состояния при температурах превышающих  $20 Mэв$ , что устанавливает верхний предел на температуру оптически тонкой релятивистской плазмы.

Аннигиляция есть процесс второго порядка по заряду, его сечение порядка

$$(\hbar/mc)^2 \alpha^2 g(E/mc^2) = r_0^2 g(E/mc^2),$$

где  $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$  — постоянная тонкой структуры,  $r_0 = e^2/mc^2 = 2,8 \cdot 10^{-13}$  см — классический радиус электрона,  $E$  — энергия пары в системе центра массы. При  $E \gg mc^2$  функция  $g \sim E^{-2}$ .

Число аннигиляций в единице объема в единицу времени полученное интегрированием по Максвелловским распределениям электронов и позитронов равно

$$A = \pi n_+ n_- c r_0^2 \psi(\theta), \quad \theta = kT/mc^2,$$

где

$$\psi(0) = 1 \quad \text{и} \quad \psi(\theta) \sim \theta^{-2} \quad \text{при} \quad \theta \gg 1.$$

Рождение пары при столкновении заряженных частиц есть процесс четвертого порядка по заряду, так что его сечение порядка

$$(\hbar/mc)^2 \alpha^4 f(E/mc^2) = r_0^2 \alpha^2 f(E/mc^2).$$

После интегрирования по Максвелловскому распределению получим число рождений пар

$$B = \pi(n_p + n_+ + n_-)(n_+ + n_-) c r_0^2 \alpha^2 \phi(\theta)$$

$$\phi \sim \exp(-2/\theta) \quad \text{для} \quad \theta < 1 \quad \text{и} \quad \phi \sim \text{const} \quad \text{для} \quad 1 \ll \theta < M/m,$$

так что ядра нерелятивистские. Мы отвлекаемся здесь от медленно меняющихся логарифмических по  $\theta$  факторов и от различия в численных коэффициентах для столкновений  $pe^-, pe^+, e^-e^-, e^-e^+$

роны остаются в пределах рассматриваемой области пространства, тогда как фотоны уходят из оптически тонкой ( $\tau < 1$  по комптоновскому рассеянию) области. При ультррелятивистской температуре тормозные фотоны вызывают фоторождение пар с сечением в  $\alpha$  раз меньше сечения рассеяния фотонов.

Этот фактор  $\alpha$  компенсирует отношение  $\alpha^{-1}$  тормозного излучения к рождению пар при столкновении. Поэтому для справедливости результатов приведенных выше достаточно условия  $\tau < 1$ . При  $\tau > 1$ , пока мало тормозное поглощение и нет термодинамического равновесия, также существует температура, при которой исчезает стационарность, она ниже  $40 mc^2$  и около  $mc^2$  при  $\tau \sim 10$ .

Релятивистская плазма в астрофизических условиях может длительно состоять из одних и тех же частиц, причем потери энергии компенсируются подкачкой излучением, ударными волнами, переменными магнитными полями. В частности, такая ситуация может иметь место вблизи радиоизлучающих областей квазаров и пульсаров [3]. Возможен другой случай, когда в данную область пространства впрыскиваются быстрые частицы, покидающие область одновременно с потерей энергии.

Наши расчеты относятся лишь к плазме с временем жизни больше времени установления равновесия. Наблюдение плазмы с температурой (или эффективной энергией) электронов существенно выше критической свидетельствует о кратковременном пребывании плазмы в таком состоянии. Подробная статья будет опубликована в "Астрономическом журнале".

Благодарим А.З. Долгинова за замечание, стимулировавшее данную работу.

Институт прикладной математики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
5 июня 1970 г.

#### Литература

- [1] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Статистическая физика, Изд., Наука, 1964.
- [2] А.И.Ахиезер, В.Б.Берестецкий. Квантовая электродинамика, Физматгиз, М., 1959.
- [3] Е.В.Левич, Р.А.Сюняев. Радиофизика, 13, №9. 1970.