

# Резонансные процессы в активной среде

Д.А. Румянцев\*, Д.М. Шленев\*\* А.А. Ярков\*\*\*

*Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова, Россия*

В работе рассмотрены различные квантовые процессы с учетом резонанса на виртуальном фермионе.

---

\*E-mail: rda@uniyar.ac.ru

\*\*E-mail:

\*\*\*E-mail: a12l@mail.ru

# 1 Введение

## 2 Резонансные эффекты

Присутствие активной среды (магнитного поля и/или плазмы) приводит к изменению амплитуд микропроцессов, вследствие чего они могут приобретать резонансный характер. Возможны два типа резонанса: на виртуальном заряженном и виртуальном фотоне. Вследствие резонанса вклад микропроцессов в макроскопические характеристики астрофизических процессов, такие как светимость и скорость изменения количества частиц, может многократно увеличиваться.

## 3 Резонанс на виртуальном заряженном фермионе

В сильном магнитном поле поперечная составляющая импульса фермиона квантуется. В таком случае энергия фермиона определяется так называемым уровнем Ландау  $n$  и проекцией импульса вдоль магнитного поля  $p_z$ :

$$E_n = \sqrt{1 + p_z^2 + 2\beta n}, \quad (1)$$

где введено обозначение  $\beta = |e_f|B$ ,  $e_f$  - заряд фермиона. В пропагаторе виртуального фермиона имеется конструкция вида:

$$\frac{1}{p_{\parallel}^2 - m_f^2 - 2\beta n - \Re_{\Sigma}^s(p) + i \Im_{\Sigma}^s(p)}. \quad (2)$$

Возникающие в знаменателе пропагатора реальная  $\Re_{\Sigma}^s(p)$  и мнимая  $\Im_{\Sigma}^s(p)$  части, соответствующие поляризованному состоянию  $s$ , есть результат вычисления радиационных поправок к массе фермиона в замагниченной плазме. Мнимая часть  $\Im_{\Sigma}^s(p)$  может быть получена с помощью оптической теоремы и представлена в следующем виде [?, ?]:

$$\Im_{\Sigma}^s(p) = -\frac{1}{2} p_0 \Gamma_n^s, \quad (3)$$

где  $\Gamma_n^s$  - вероятность изменения состояния фермиона, находящегося в поляризованном состоянии  $s$  и занимающего  $n$ -й уровень Ландау.

Реальная часть массового оператора  $\mathcal{R}_\Sigma^s(p)$  определяет изменение (по сравнению с вакуумным) закона дисперсии фермиона в присутствии замагниченной плазмы. В слабых магнитных полях,  $B \ll B_e$ , она определяется отношением [?]:

$$\mathcal{R}_\Sigma^s(p) = \frac{4\alpha m_f}{3\pi} \kappa^2 \left[ \ln \kappa^{-1} + C + \frac{1}{2} \ln 3 - \frac{33}{16} \right], \quad \kappa \ll 1, \quad (4)$$

где  $C = 0.577\dots$  - постоянная Эйлера, динамический параметр  $\kappa$  вводится следующим образом:

$$\kappa = \frac{1}{m_f B_e} [-(F_{\mu\nu} p_\nu)^2]^{1/2}. \quad (5)$$

В сильных магнитных полях,  $B \gtrsim B_e$ , сдвиг массы фермиона в основном состоянии описывается дважды логарифмической асимптотикой [?]:

$$\mathcal{R}_\Sigma^s(p) = \frac{\alpha}{4\pi} m_f \ln^2(2\beta). \quad (6)$$

Из (4) и (6) следует, что как в слабых, так и в относительно сильных ( $B_e \lesssim B \lesssim 10^{16}$  Гс) магнитных полях поправка к массе фермиона, обусловленная вкладом  $\mathcal{R}_\Sigma^s(p)$ , оказывается несущественной [1, 2].

Резонанс на виртуальном фермионе имеет место быть в условиях, при которых возбуждаются высшие ( $n > 0$ ) уровни Ландау виртуального фермиона. При этом возможна ситуация, при которой реальная часть знаменателя пропагатора виртуального фермиона обращается в ноль. В этом случае виртуальный фермион становится реальным с определённым законом дисперсии, находится на массовой поверхности. Амплитуда процесса с участием виртуального фермиона в промежуточном состоянии при этом значительно увеличивается и определяется мнимой частью массового оператора (3).

Среди резонансных процессов особый интерес представляют одно-, двух- и трёхвершинные процессы, поскольку существенное влияние на характеристики астрофизических процессов будут оказывать только реакции, дающие лидирующие по константам связи вклады.

**Одновершинные процессы**, будучи в замагниченной среде, становятся кинематически разрешены. Особенностью данных процессов можно отметить жесткие кинематические ограничения. Одним из таких процессов является *процесс рождения фотона*  $e \rightarrow e\gamma$ , также называемый циклотронным или синхотронным излучением. При высоких магнитных полях излучение обусловлено переходами на более низкие уровни Ландау. Следует отметить, что при очень сильных магнитных полях, когда  $\beta \sim 0.2$ , электроны, находящиеся на более высоких уровнях Ландау, переходят непосредственно на основной уровень, а не на соседний. С другой стороны обратный к процессу рождения фотона *процесс поглощения фотона*  $e\gamma \rightarrow e$  приводит к переходу электрона на высшие уровни Ландау. Другой немаловажный квантовый процесс является *Процесс однофотонного рождения электрон-позитронной пары*  $\gamma \rightarrow e^+e^-$ . Особенностью данного процесса является то, что фотон эффективно распадается вблизи точек циклотронного резонанса, где поляризационный оператор фотона имеет сингулярности. Однако является подавленным в области ниже порога рождения  $\hbar\omega = 2mc^2$ .

**Двухвершинные процессы.** Типичным примером двухвершинного процесса является **комптоновский процесс**  $e\gamma \rightarrow e\gamma$ . Вблизи циклотронных резонансов сечение комптоновского рассеяния, без учета конечной ширины поглощения электрона, становится бесконечным. В таком случае промежуточный (виртуальный) электрон становится реальным, т.е. его закон дисперсии соответствует массовой поверхности, а комптоновский процесс становится одновершинным процессом. Процесс обратного комптоновского рассеяния может быть эффективным механизмом генерации жёсткого рентгеновского излучения сильно замагниченных нейтронных звёзд. Учёт резонансов в процессе комптоновского рассеяния необходим при построении моделей остывания магнитаров.

Большое магнитное поле может индуцировать новые взаимодействия частиц. Таким образом могут возникать такие фотон-нейтринные процессы, как *конверсия фотона в пару нейтрино-антинейтрино*  $\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$  или *излучение*

*фотона нейтрино*  $\nu \rightarrow \nu\gamma$ . Такие процессы имеют петлевую диаграмму с двумя виртуальными электронами и вершинами как слабого, так и электромагнитного взаимодействия. При плотностях порядка  $\rho = 10^9$  г/см<sup>3</sup> начинают возбуждаться высшие уровни Ландау виртуального электрона в *фото-нейтринном комптоноподобном процессе*  $\gamma e \rightarrow e\nu\bar{\nu}$ , в результате чего он приобретает резонансный характер. Это может приводить к увеличению эффективности этой реакции, вследствие чего она, наряду с  $\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ , может играть важную роль в остывании нейтронных звезд.

Среди петлевых двухвершинных процессов особое место занимает поляризационный оператор фотона во внешнем поле. Именно он определяет изменение поляризационных и дисперсионных свойств фотона во внешней активной среде. При изучении резонансных эффектов в магнитном поле и плазме оказывается важным учёт радиационных поправок к массе фермиона, что сводится к расчёту массового оператора фермиона как ещё одной петлевой двухвершинной диаграммы.

Кроме этого, интерес представляют процессы с участием гипотетических частиц, таких как аксион – наиболее вероятный кандидат на роль холодной тёмной материи. Возможным механизмом генерации аксионов является резонансный процесс фоторождения на заряженных компонентах среды,  $i \rightarrow f + a$ .

**Трехвершинные процессы.** Кроме того в остывании нейтронных звёзд также играет роль трехвершинный *процесс двухфотонной аннигиляции*  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ . Среди электромагнитных процессов не менее интересным процессом является *процесс рождения электрон-позитронной пары*  $\gamma e \rightarrow ee^+e^-$ , который может быть достаточно эффективным для производства  $e^+e^-$ -плазмы, в то время, как стандартный механизм при аккуратном учете дисперсионных свойств фотонов становится невозможным. Данный процесс также интересен тем, что в нем наблюдаются резонансы как на виртуальном электроне, так и на виртуальном фотоне. С точки зрения формирования спектра нейтронных звёзд важным является учёт трехвершинного *процесса расщепления фотона*

$\gamma \rightarrow \gamma\gamma$  и процесс слияния фотонов  $\gamma\gamma \rightarrow \gamma$ , которые выступают, как механизм изменения числа фотонов. При определенных условиях эти процессы могут конкурировать с комптоновским процессом.

## 4 Заключение

## Список литературы

- [1] Kuznetsov A. V., Mikheev N. V. Electroweak processes in external electromagnetic fields. New York: Springer-Verlag, 2003. 120 p.
- [2] Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. Москва: Наука, 1983. 304 с.