

УДК: 52—728—337

ИМПУЛЬС ОТДАЧИ НЕЙТРОНОСОДЕРЖАЩЕГО ОБЪЕКТА КАК СЛЕДСТВИЕ АСИММЕТРИИ ВЫЛЕТА АНТИНЕЙТРИНО ПРИ БЕТА-РАСПАДЕ НЕЙТРОНОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. И. СТУДЕНИКИН

Поступила 19 мая 1987

Принята к печати 3 ноября 1987

Проводится детальное рассмотрение механизма возникновения движения нейтроно-содержащего объекта вследствие асимметрии вылета нейтрино, образующихся в процессе бета-распада поляризованных нейтронов в магнитном поле. Получено выражение для изменения во времени импульса, уносимого нейтрино, которое позволяет проследить характер ответного движения нейтроносодержащего объекта при различных напряженностях магнитного поля. Обсуждается изменение ускорения объекта с течением времени и возможное влияние температурных эффектов.

1. *Введение.* Хорошо известна большая роль, которая отводится процессам с участием нейтрино и, в частности, так называемым урка-процессам ($n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$, $e + p \rightarrow n + \nu$, $e^+ + n \rightarrow p + \bar{\nu}$) в современных теориях строения и эволюции астрофизических объектов [1]. Возможное существование в окрестности астрофизических объектов сильных магнитных полей (с напряженностью порядка 10^{14} Гс [2], а по некоторым оценкам — еще более сильных полей [3]) делает актуальным рассмотрение нейтринных процессов с учетом действия сильного постоянного магнитного поля. Проведенные по этой тематике многочисленные исследования (см., например, [4—10]) показали, что наличие магнитного поля может быть важным фактором, существенно влияющим на характеристики протекания процессов (например, на интенсивность нейтринного излучения), и может приводить к новым специфическим эффектам. Так в работах [3, 8—10], посвященных изучению урка-процессов ($n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$, $e + p \rightarrow n + \nu$, $e^+ + n \rightarrow p + \bar{\nu}$), протекающих в присутствии магнитного поля при характерных температурах $T \geq 10^9$ К и плотностях звездного вещества $\rho \geq 10^8$ г/см³, сделан вывод, что вследствие асимметрии вылета нейтрино нейтроносодержащий объект может приобрести импульс вдоль вектора напряженности

магнитного поля H . Однако в указанных работах нет единства в определении направления движения: в [3, 10] предсказывается движение объекта против вектора H , в то время как в работах [8, 9] — по направлению вектора H .

Учитывая важность определения направления движения субъекта, в настоящей работе проводится детальное рассмотрение механизма возникновения движения и на примере расчета среднего импульса антинейтрино, рождающегося в процессе $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$, обсуждается вопрос о возможном направлении движения нейтроносодержащего объекта, возникающего как отдача при излучении $\bar{\nu}$. В частности, получена формула [9], описывающая изменение во времени суммарного импульса антинейтринного излучения объекта, содержащего определенное число нейтронов с ориентированным спином в исходный момент времени. В пределе большого времени наблюдения ($t \rightarrow \infty$) предложенный подход совпадает с рассмотрением, проведенным в работе [10]. Однако на основе выполненного ниже анализа, при учете высокой температуры нейтроносодержащего объекта можно сделать вывод, что импульс отдачи объекта будет направлен по вектору H [8, 9].

2. Модель возникновения движения нейтроносодержащего объекта. Рассмотрим модель объекта, в которой распад нейтрона (с учетом действия постоянного магнитного поля) является единственным процессом, изменяющим число частиц различного типа. Пусть также реализуются такие условия, что единственной частицей, способной покинуть пределы объекта, является антинейтрино (подробнее см. в [11]). Тогда импульс объекта, полученный в результате отдачи за определенный промежуток времени, будет противоположен по направлению и равен по модулю суммарному импульсу, который унесли антинейтрино за тот же промежуток времени.

Возникновение отдачи объекта (ответного движения по направлению или против вектора H — в силу симметрии задачи в азимутальной плоскости) связано прежде всего с тем, что как дифференциальные, так и полные вероятности процесса β -распада нейтрона в присутствии магнитного поля различны для двух возможных ориентаций спина распадающегося нейтрона: $S = \pm 1$, значение $S = 1$ соответствует поляризации спина по направлению H , а $S = -1$ — против (см. результаты работ [5—7, 10]). Указанное обстоятельство может приводить к возникновению асимметрии вылета антинейтрино в случае, если объект содержит различное число нейтронов со спином, направленным по направлению H и против. Отметим, что аналогична причина возникновения асимметрии вылета антинейтрино

и при рассмотрении β -распада нейтронов без учета действия магнитного поля на величину вероятности процесса, существование которой было экспериментально доказано в опытах, проведенных группой Ву [12].

Кроме того, существенным в механизме возникновения отдачи является также отличие величин (абсолютных значений) среднего импульса, который уносят антинейтрино, возникающие при распаде нейтронов с различной ориентацией спинов.

Эти два фактора (несимметричность относительно направления магнитного поля распределения вылетающих антинейтрино при наличии преимущественной ориентации спинов распадающихся нейтронов и различие вкладов в суммарный уносимый антинейтрино импульс единичных актов распада нейтронов с противоположной ориентацией спинов) определяют величину и направление импульса отдачи объекта.

Рассмотрим более детально возникновение импульса отдачи объекта. Предположим, что в некоторый исходный момент времени ($t = 0$) объект находился в покое, и число нейтронов с различной ориентацией спина было соответственно равно: $N_{\uparrow}(0)$ и $N_{\downarrow}(0)$. Прежде всего выясним, как в результате β -распада меняется со временем число нейтронов с определенным направлением спина. Пусть $w_{\uparrow}$ и $w_{\downarrow}$ есть вероятности распада нейтронов с поляризацией $S = 1$ и $S = -1$. Тогда для фиксированного момента времени скорость изменения числа поляризованных нейтронов ($N_{\uparrow}(t)$ и $N_{\downarrow}(t)$) определяется кинетическими уравнениями:

$$\frac{dN_{\uparrow}(t)}{dt} = -N_{\uparrow}(t)w_{\uparrow}, \quad \frac{dN_{\downarrow}(t)}{dt} = -N_{\downarrow}(t)w_{\downarrow}. \quad (1)$$

Отсюда следует закон изменения числа нейтронов $N_{\uparrow}(t)$ и $N_{\downarrow}(t)$ со временем:

$$N_{\uparrow}(t) = N_{\uparrow}(0)e^{-t/\tau_{\uparrow}}, \quad N_{\downarrow}(t) = N_{\downarrow}(0)e^{-t/\tau_{\downarrow}}, \quad (2)$$

где $\tau_{\uparrow} = w_{\uparrow}^{-1}$ и $\tau_{\downarrow} = w_{\downarrow}^{-1}$ — средние времена жизни поляризованных нейтронов с учетом действия магнитного поля.

Ниже при рассмотрении вопроса о величине и направлении суммарного унесенного антинейтрино импульса при различных напряженностях магнитного поля нам для большей наглядности потребуется оценить момент времени t_0 , для которого число антинейтрино, образующихся в единицу времени в результате распада нейтронов с различной поляризацией спинов, будет примерно одинаково. Очевидно в момент времени t_0 должно выполняться равенство

$$N_{\uparrow}(t_0)w_{\uparrow} = N_{\downarrow}(t_0)w_{\downarrow}. \quad (3)$$

Подставляя в (3) выражения (2) для $N_+(t)$ и $N_-(t)$ можно получить, что

$$t_0 = \frac{\tau_+ \tau_-}{\tau_+ - \tau_-} \ln \left| \frac{\tau_+ N_+(0)}{\tau_- N_-(0)} \right|. \quad (4)$$

В силу симметрии задачи относительно вращения в плоскости, перпендикулярной направлению вектора $\mathbf{H}$, возникающее к моменту времени t ответное движение объекта будет происходить вдоль (по или против) вектора $\mathbf{H}$ и обусловлено отличием от нуля проекции на направление вектора $\mathbf{H}$ суммарного импульса, унесенного антинейтрино за время t . Поэтому нам необходимо также определить средний импульс, уносимый антинейтрино вдоль направления магнитного поля в результате одного акта распада поляризованного нейтрона. Обозначим через $\langle x_3 \rangle_+$ и $\langle x_3 \rangle_-$ средние значения проекций на направление $\mathbf{H}$ импульсов антинейтрино, появившихся соответственно в результате распада нейтронов с поляризацией $S = 1$ и $S = -1$. Если известны дифференциальная и полная вероятности β -распада поляризованного нейтрона, то средние значения могут быть вычислены по формулам

$$\langle x_3 \rangle_+ = \int x_3 d\omega_+ / \omega_+, \quad \langle x_3 \rangle_- = \int x_3 d\omega_- / \omega_-. \quad (5)$$

Теперь дадим ответ непосредственно на вопрос о том, какой суммарный импульс унесли антинейтрино при распаде поляризованных нейтронов объекта к моменту времени t . Количество распавшихся за время t нейтронов с ориентированным спином ($S = 1$ или $S = -1$) в силу соотношений (2) будет примерно равно

$$\Delta N_+ = N_+(0) (1 - e^{-t/\tau_+}), \quad \Delta N_- = N_-(0) (1 - e^{-t/\tau_-}). \quad (6)$$

Следовательно, за указанный промежуток времени антинейтрино распада унесут вдоль направления магнитного поля суммарный импульс

$$P_3 = \sum_{s=1,-1} \langle x_3 \rangle_s \Delta N_s, \quad (7)$$

а в силу закона сохранения импульса импульс отдачи объекта в момент времени t будет равен

$$P_{отд.}(t) = -P_3. \quad (8)$$

Существенным является тот факт, что импульс отдачи зависит от времени

$$P_{отд.}(t) = \langle x_3 \rangle_+ N_+(0) (e^{-t/\tau_+} - 1) + \langle x_3 \rangle_- N_-(0) (e^{-t/\tau_-} - 1). \quad (9)$$

Отметим, что подобный анализ может быть проведен для оценки импульса, который уносят антинейтрино (или нейтрино), появляющиеся в результате других урка-процессов (см. [8, 10]).

3. Импульс отдачи объекта при различных напряженностях магнитного поля. Теперь применим изложенный выше подход для определения суммарного импульса, который уносят антинейтрино, возникающие в результате процесса $n \xrightarrow{H} p + e + \bar{\nu}$, при различных напряженностях магнитного поля. Учитывая специфику энергетического спектра электрона и протона в магнитном поле, можно выделить три характерные области напряженностей магнитного поля (см. [5, 6, 10]):

1) $H < H_{кр} = \frac{\Delta^2 - m^2}{2e} = 1.18 \cdot 10^{14}$ Гс; 2) $H_{кр} < H < H'_{кр} = \frac{(m_n - m)^2}{e} = 1.23 \cdot 10^{17}$ Гс; 3) $H > H'_{кр}$ (здесь используются следующие обозначения: m_n , m' и m — массы нейтрона, протона и электрона, $\Delta = m_n - m'$). Дифференциальные и полные вероятности β -распада поляризованного нейтрона в этих областях напряженности магнитного поля вычислялись ранее (см. [5—7, 10]).

Для вероятности распада поляризованного нейтрона при напряженности магнитного поля $H \ll H_{кр}$ (область 1) можно получить

$$w_S = w_0 \left[1 - 4.136 \frac{H}{H_{кр}} S \frac{\alpha(\alpha+1)}{1+3\alpha^2} \right], \quad S = \pm 1. \quad (10)$$

Соответствующие средние значения импульсов антинейтрино, вычисленные по формулам (5), имеют вид

$$\langle \chi_3 \rangle_S = 0.312 m S \left(1 - 0.056 \frac{H}{H_{кр}} S \right). \quad (11)$$

Будем для определенности считать, что в исходный момент времени $t = 0$ объект содержал одинаковое количество нейтронов с различной ориентацией спинов: $N_+(0) = N_-(0) = \frac{1}{2} N(0)$. (Отметим, что рассмотрение вопроса о движении объекта при другом исходном соотношении числа нейтронов с поляризацией $S=1$ и $S=-1$ не содержит принципиальных отличий). В этом случае суммарный унесенный антинейтрино импульс к моменту времени t будет равен

$$P_3 = 0.312 m \frac{N(0)}{2} \left[e^{-t/\tau} (-e^{-t/\tau}) + 0.056 \frac{H}{H_{кр}} (-2 + e^{-t/\tau} + e^{-t/\tau}) \right]. \quad (12)$$

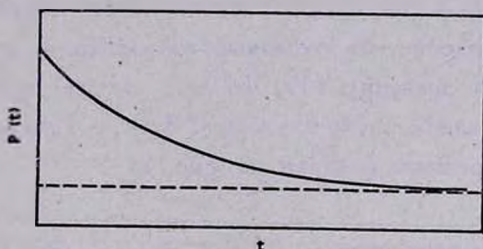
В предельном случае малых времен $t \ll \tau_0, \tau_1$, имеем:

$$P_3 \approx -0.312 m \frac{N(0)}{2} \frac{t}{\tau_0} \left(0.438 + 0.056 \frac{H}{H_{кр}} \right), \quad (13)$$

где $\tau_0 = w_0^{-1}$, w_0 — вероятность распада свободного нейтрона. Отметим, что при $H \ll H_{кр}$ различие величин τ_0 , τ_1 и τ_2 мало, и справедливы неравенства: $\tau_1 < \tau_0 < \tau_2$. В предельном случае $t \gg \tau_1$ получаем

$$P_3 \approx -0.312 m \frac{N(0)}{2} \frac{H}{H_{кр}}. \quad (14)$$

Рис. 1. Зависимость от времени суммарного унесенного антинейтрино за время t импульса P_3 ($H < H_{кр}$). При заданной начальной поляризации нейтронов ($N_1(0) = N_1(0)$) импульс $P_3(t)$ отрицателен для любых t .



На рис. 1 приведен примерный график зависимости от времени суммарного унесенного антинейтрино импульса P_3 для случая $H < H_{кр}$.

Рассмотрим теперь вторую характерную область напряженностей магнитного поля $H_{кр} < H < H'_{кр}$. Для вероятности и среднего значения импульса, уносимого антинейтрино в одном акте распада, можно получить (см. также [5—7, 10]).

$$w_S = 2.07 w_0 \frac{H}{H_{кр}} \left[1 - 2S \frac{\alpha(\alpha-1)}{1+3\alpha^2} \right], \quad (15)$$

$$\langle x_3 \rangle_S \approx 0.42 m S (1 + 0.02 S). \quad (16)$$

Определенный по формуле (7) суммарный унесенный антинейтрино за время t импульс равен

$$P_3 = 0.4175 m \frac{N(0)}{2} (0.02 + 0.98 e^{-t/\tau_1} - e^{t/\tau_1}). \quad (17)$$

Отметим, что $\tau_1 = 0.43 \frac{H_{кр}}{H} \tau_0$ и $\tau_2 = 0.53 \frac{H_{кр}}{H} \tau_0$, т. е., как и в области $1/H < H_{кр}$, имеет место соотношение $\tau_1 < \tau_2$. В предельном случае $t \gg \tau_1$:

$$P_3 \approx 0.475 \frac{N(0)}{2} \frac{t}{\tau_1} \left(-0.98 + \frac{\tau_1}{\tau_2} \right) < 0, \quad (18)$$

а при $t \gg \tau_1$ ($t \rightarrow \infty$):

$$P_3 \rightarrow 8.6 \cdot 10^{-3} m \frac{N(0)}{2} > 0. \quad (19)$$

По формуле (3) можно оценить, когда суммарный унесенный антинейтрино импульс отрицателен и достигает максимального по абсолютной величине значения:

$$t_0 \approx 0.48 \frac{H_{кр}}{H} \tau_0. \quad (20)$$

Примерно начиная с этого момента времени P_3 будет возрастать, и в пределе $t \rightarrow \infty$ унесенный антинейтрино импульс стремится к положительному значению (19). Можно также оценить момент времени t_1 , когда P_3 меняет знак: $3\tau_1 < t_1 < 3.5\tau_1$. Примерный график зависимости P_3 от времени показан на рис. 2.

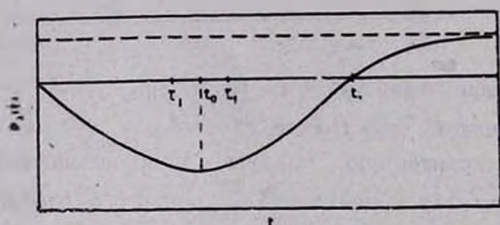


Рис. 2. Зависимость от времени суммарного унесенного антинейтрино за время t импульса P_3 ($H_{кр} < H < H'_{кр}$). Импульс $P_3(t)$ меняет знак при $t = t_1$ ($N_1(0) = N_1(0)$).

Наконец, в случае «сверхсильных» магнитных полей ($H > H'_{кр}$) можно получить (см. также [10]):

$$w_s = 2.07 w_0 \frac{H}{H_{кр}} \left[\frac{1 + 2\alpha + 5\alpha^2}{1 + 3\alpha^2} + S \frac{1 + 2\alpha - 3\alpha^2}{1 + 3\alpha^2} \right], \quad (21)$$

$$\langle \kappa_3 \rangle_s \approx 0.423 m S. \quad (22)$$

При $H > H_{кр}$ так же, как и в двух рассмотренных случаях, времена жизни нейтронов со спином, направленным по вектору H , больше, чем у нейтронов со спином, ориентированным против вектора напряженности магнитного поля: $\tau_1 > \tau_1$. С помощью формул (7), (21) и (22) для суммарного унесенного импульса P_3 получаем

$$P_3 = -0.423 m \frac{N(0)}{2} (e^{-t/\tau_1} - e^{-t/\tau_1}). \quad (23)$$

Очевидно, что при любых значениях t суммарный унесенный антинейтрино импульс отрицателен: $P_3 < 0$; при $t \ll \tau_1$ абсолютная величина P_3 воз-

растает пропорционально времени ($P_3 \sim t$), а при $t \gg \tau_1$ — экспоненциально падает до нуля. По формуле (3) можно оценить характерное время t'_0 , когда производная dP_3/dt обращается в нуль:

$$\tau_1 < t'_0 = 0.47 \frac{H_{кр}}{H} \tau_0 < \tau_1,$$

где

$$\tau_1 = 0.43 \frac{H_{кр}}{H} \tau_0, \quad \tau_1 = 0.53 \frac{H_{кр}}{H} \tau_0. \quad (24)$$

Рис. 3. Зависимость от времени суммарного унесенного антинейтрино за время t импульса P_3 ($H > H_{кр}$). Импульс $P_3(t)$ отрицателен и убывает по величине с ростом t ($N_1(0) = N_1(0)$).

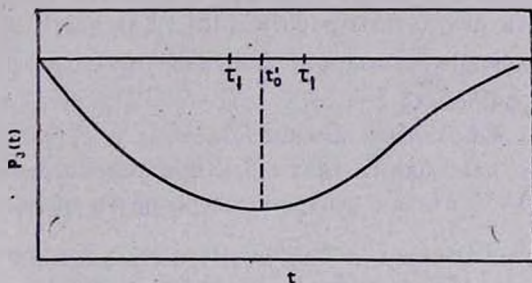


График изменения функции со временем приведен на рис. 3. Обратим внимание на то, что стремление функции $P_3(t)$ при $t \rightarrow \infty$ к нулю связано с тем, что в данной области напряженностей магнитного поля выполняется равенство: $|\langle x_3 \rangle_1| = \langle x_3 \rangle_1$.

Учитывая связь (8) импульса отдачи, который приобретает нейтроно-содержащий объект, и суммарного унесенного антинейтрино импульса, проведенные рассуждения позволяют оценить характер движения объекта, возникающего за счет механизма β -распада нейтронов в присутствии магнитного поля, для различных моментов времени t .

4. **Заключение.** В рамках рассматриваемой модели (и при начальных условиях $N_1(0) = N_1(0)$) полученные законы изменения со временем суммарных импульсов, уносимых антинейтрино, в силу соотношения (8) позволяют качественно оценить характер движения нейтроносодержащего объекта, возникающего как отдача при излучении $\bar{\nu}$. В области напряженностей $H < H_{кр}$ объект будет двигаться по направлению вектора магнитного поля с убывающим по величине ускорением, и в пределе $t \gg \tau_1$ ($t \rightarrow \infty$) ускорение будет падать до нуля. В области напряженностей $H_{кр} < H < H_{кр}'$ объект будет двигаться также по направлению вектора H с положительным ускорением при $t < t_0$ и отрицательным — при $t > t_0$, в мо-

мент времени t_1 произойдет изменение направления движения (в пределе $t \rightarrow \infty$ величина ускорения будет стремиться к нулю). Наконец, в области $H > H'_{\text{кр}}$ движение объекта происходит по направлению вектора H : при $t < t'_0$ — с положительным ($(aH) > 0$) ускорением, а начиная с момента времени t'_0 , ускорение будет отрицательным, в пределе $t \rightarrow \infty$ ускорение объекта обращается по величине в нуль, и при этом импульс объекта также обращается в нуль.

Отметим, что с помощью предложенного выше подхода к оценке величины и направления импульса, унесенного антинейтрино за некоторое время t , формально можно в качестве частного предельного случая получить результаты работы [10]. Для этого нужно в общих формулах, определяющих суммарный импульс, унесенный антинейтрино за время t , перейти к пределу $t \rightarrow \infty$.

Обратим внимание на то, что существенным обстоятельством, которое необходимо учитывать при рассмотрении вопроса о направлении импульса отдачи нейтроносодержащего объекта, возникающего за счет процесса $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$, может быть влияние температурных эффектов. Учет наличия высоких температур $T \gtrsim 10^9$ К (что представляет интерес с точки зрения приложений проведенного анализа механизма возникновения отдачи объекта (см. [8, 9, 11]), может приводить к тому, что благодаря тепловым флуктуациям в процессе распада исходной совокупности нейтронов ($N_i(0) = N_i(0)$) не будет возникать преимущественной ориентации спинов нейтронов, т. е. отношение числа нейтронов с различной ориентацией спинов вдоль направления магнитного поля будет неизменным: $N_i(t)/N_i(0) \approx 1$. Это фактически означает, что направление импульса отдачи объекта будет определяться из соотношения времен жизни нейтронов с различной ориентацией спинов: $\tau_+ > \tau_-$. Таким образом, в широких диапазонах напряженностей магнитного поля в рассматриваемых условиях объект приобретает в результате β -распада нейтронов импульс по направлению вектора H . Этот вывод совпадает с результатами работ [8, 9].

В заключение подчеркнем отличие проведенного исследования от ранее выполненных работ, в которых направление движения нейтроносодержащего объекта определялось либо из оценки коэффициента асимметрии вылета антинейтрино [8, 9], либо из рассмотрения возникающей ситуации в пределе большого времени наблюдения $t \rightarrow \infty$ [10]. Основным новым результатом получен на основе полного анализа механизма возникновения отдачи нейтроносодержащего объекта и состоит в том, что одновременный учет указанных в разделе 2 двух факторов, определяющих величину и направление уносимого антинейтрино за время t импульса, позволяет про-

следить изменение характера движения объекта во времени при различных внешних условиях (имеется в виду величина напряженности магнитного поля, исходное соотношение числа нейтронов со спином, поляризованным по и против направления вектора H , наличие или отсутствие высоких температур, которое может влиять на соотношение количества различно поляризованных нейтронов в данный момент времени t). Предложенный подход к описанию возникновения отдачи нейтроносодержащего объекта может быть применен и в случае, когда асимметрия нейтринного излучения связана с протеканием других урка-процессов (см., например, [8—10, 13]): $e^+ + n \rightarrow p + \nu$, $e^- + p \rightarrow n + \nu$.

Московский государственный
университет

THE OBJECT MOTION CONTAINING NEUTRONS DUE TO THE NEUTRINO DISTRIBUTION ASYMMETRY IN β -DECAY OF NEUTRONS IN THE MAGNETIC FIELD

A. I. STUDENIKIN

The astrophysical object motion containing neutrons due to the neutrino distribution asymmetry in the β -decay of polarized neutrons in magnetic field is considered in detail. An expression for the neutrino radiation momentum as a function of time is obtained which makes it possible to investigate the main features of the recoil motion of the object in presence of magnetic fields of various strengths. The time dependence of the acceleration of the object and the influence of temperature effects are also discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, С. И. Блинников, Н. И. Шакура, Физические основы строения и эволюции звезд, Изд. МГУ, М., 1981, стр. 159.
2. В. М. Липунов, Астрон. ж., 59, 888, 1981.
3. Н. Н. Чугай, Письма в Астрон. ж., 10, № 3, 210, 1984.
4. В. П. Цветков, Астрофизика, 20, 359, 1984.
5. Л. И. Коровина, Изв. вузов, Физика, № 6, 86, 1964.
6. И. М. Тернов, Б. А. Лысов, Л. И. Коровина, Вестн. МГУ, Физ. Астрон., № 5, 58, 1965.
7. И. М. Тернов, В. Н. Родионов, В. Г. Жулего, А. И. Студеникин, Ядер. физ., 28, 1454, 1978.
8. О. Ф. Дорофеев, В. Н. Родионов, И. М. Тернов, Письма в Астрон. ж., 11, № 4, 302, 1985.
9. О. Ф. Дорофеев, В. Н. Родионов, И. М. Тернов, Письма в Ж. эксперим. и теор. физ., 42, вып. 5, 222, 1985.
10. В. М. Захарцов, Ю. М. Лоскутов, Вестн. МГУ, Физ. Астрон., 26, № 2, 24, 1985.
11. В. С. Ишменник, Д. К. Надежин, В. С. Пинаев, Астрон. ж., 43, 1215, 1966.
12. S. W. Wu et al., Phys. Rev., 105, № 4, 1413, 1957.
13. М. А. Иванов, Г. А. Шульман, Астрон. ж., 57, 537, 1980.