

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

523.038

ЦИРКУЛЯРНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ
ОБЪЕКТОВ

1. ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитное излучение содержит циркулярно поляризованную компоненту, если электрический и магнитный векторы в волне вращаются преимущественно в каком-либо одном направлении. Сравнительно давно было известно, что циркулярная поляризация присутствует в излучении различных космических объектов, например в радиоизлучении вспышек на Солнце, в радиоизлучении радиационных поясов Юпитера, в мазерном радиоизлучении областей ОН.

За последнее время интерес к циркулярной поляризации оживился как среди экспериментаторов, так и среди теоретиков в связи с открытием циркулярной поляризации радиоизлучения квазаров и пульсаров и оптического излучения белых карликов, планет и других объектов. Циркулярная поляризация является весьма информативной характеристикой источников излучения, позволяющей сделать важные качественные выводы о свойствах этих источников.

В настоящей заметке мы дадим краткий обзор последних экспериментальных и теоретических работ, посвященных циркулярной поляризации. В интересах читателя-неспециалиста сделаем предварительно несколько замечаний.

2. ОБ ОПИСАНИИ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим сначала монохроматическую волну с волновым вектором \mathbf{k} . В вакууме формулу, определяющую зависимость электрического вектора \mathbf{E} от времени и координат, можно записать в виде

$$\mathbf{E} = E_0 \operatorname{Im} \mathbf{e} \exp [-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})], \quad (2.1)$$

где E_0 — вещественная амплитуда, $\mathbf{s} = \mathbf{k}/k$ — единичный лучевой вектор.

Вектор \mathbf{e} , входящий в (2.1), называется вектором поляризации. Вектор \mathbf{e} — единичный, вообще говоря, комплексный вектор, лежащий в картинной плоскости, т. е. в плоскости, перпендикулярной к вектору \mathbf{s} .

В монохроматической волне вектор \mathbf{e} от времени не зависит. Такое излучение является полностью поляризованным. На практике приходится иметь дело с частично поляризованным излучением, которое можно представлять состоящим из последовательности ограниченных в пространстве и во времени цугов монохроматических волн. Вектор \mathbf{e} за время прохождения данного цуга остается постоянным, но может меняться от цуга к цугу. Частично поляризованное излучение описывать с помощью вектора поляризации нельзя. Описание такого излучения осуществляется с помощью четырех билинейных комбинаций, составленных из компонент вектора \mathbf{e} (см., например, ¹⁾:

$$\rho_{\alpha\beta} = \overline{e_\alpha} e_\beta^*, \quad \alpha, \beta = 1, 2. \quad (2.2)$$

Черта сверху в (2.2) и далее означает усреднение по достаточно большому промежутку времени. Индексы α, β обозначают компоненты вектора \mathbf{e} по осям 1, 2 декартовой системы координат в картинной плоскости. Четыре величины $\rho_{\alpha\beta}$ по отношению к повороту осей 1, 2 образуют тензор, который называется *тензором поляризации* (в квантовой теории употребляется другое название — *матрица плотности*). Как следует из (2.2), тензор $\rho_{\alpha\beta}$ эрмитов: $\rho_{\alpha\beta} = \rho_{\beta\alpha}^*$, и нормирован условием $\rho_{11} + \rho_{22} = 1$. В силу этих условий тензор $\rho_{\alpha\beta}$ можно записать в виде

$$\rho_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \xi_3 & \xi_1 - i\xi_2 \\ \xi_1 + i\xi_2 & 1 - \xi_3 \end{pmatrix}.$$

Вещественные параметры ξ_1 , ξ_2 , ξ_3 называются *параметрами Стокса*. Параметры ξ_1 и ξ_3 описывают линейную поляризацию; параметр ξ_2 — циркулярную. Нетрудно показать, что $\xi_2 = i[\mathbf{e}\mathbf{e}^*]_3$.

Параметр ξ_2 имеет следующий физический смысл. Возьмем два поляризационных анализатора: один пропускает волну только с правой поляризацией ($\xi_2 < 0$), другой — только с левой ($\xi_2 > 0$) *). Если в эти анализаторы входят два луча с одинаковой интенсивностью I и одинаковым параметром Стокса ξ_2 , то на выходе разность интенсивностей равна $I_l - I_{pr} = \xi_2 I$. О физическом смысле параметров ξ_1 и ξ_3 см., например, в книге ¹.

Параметр ξ_2 иногда называют *степенью циркулярной поляризации* $\xi_2 = p_c$. *Степень линейной поляризации* называется величина $p_l = \sqrt{\xi_1^2 + \xi_3^2}$. *Степень полной поляризации* $p = \sqrt{p_l^2 + p_c^2}$ характеризует относительную интенсивность поляризованной компоненты излучения: если $p=1$, то излучение полностью поляризовано; если $p=0$, — излучение полностью деполаризовано. В поляризованной компоненте излучения вектор \mathbf{E} движется, вообще говоря, по эллипсу с полуосями a и b . Имеет место соотношение $|p_c|/p = 2ab/a^2 + b^2$.

Иногда вместо тензора $\rho_{\alpha\beta}$ вводят тензор

$$I_{\alpha\beta} = I\rho_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} I+Q & U-iV \\ U+iV & I-Q \end{pmatrix},$$

где I — полная интенсивность излучения. Величины Q , U , V также называются параметрами Стокса.

3. КАКИЕ УСЛОВИЯ НЕОБХОДИМЫ ДЛЯ СУЩЕСТВОВАНИЯ ЦИРКУЛЯРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Для ответа на этот вопрос будем исходить из общих свойств инвариантности взаимодействия электромагнитного поля с зарядом относительно операции пространственной инверсии P и операции обращения времени T . В силу указанной инвариантности работа $dW = e\mathbf{E} d\mathbf{r}$, совершенная над зарядом, не меняется при P - и T -преобразованиях. Отсюда следует, что электрическое поле \mathbf{E} есть полярный t -четный вектор: $P\mathbf{E} = -\mathbf{E}$, $T\mathbf{E} = \mathbf{E}$. Учитывая, кроме того, что $P\mathbf{s} = -\mathbf{s}$ и $T\mathbf{s} = -\mathbf{s}$, где $\mathbf{s} = \mathbf{k}/k$, получим из (2,1) правила преобразования вектора поляризации: $P\mathbf{e} = -\mathbf{e}$, $T\mathbf{e} = -\mathbf{e}^*$.

Степень циркулярной поляризации равна $p_c = F_s$, где $\mathbf{F} = i[\mathbf{e}\mathbf{e}^*]$. Согласно вышеизложенному вектор \mathbf{F} есть аксиальный t -нечетный вектор: $P\mathbf{F} = \mathbf{F}$, $T\mathbf{F} = -\mathbf{F}$. Отсюда мы можем сделать следующий вывод: циркулярная поляризация возникает, лишь если условия генерации или распространения излучения допускают существование некоторого аксиального t -нечетного вектора \mathbf{F} , имеющего ненулевую проекцию на вектор \mathbf{s} . Мы будем называть вектор \mathbf{F} формирующим вектором.

Заметим, однако, что возможность построить формирующий вектор \mathbf{F} еще не является достаточным условием для существования циркулярной поляризации. Заметим также, что величина $p_c = \xi_2$ есть t -четный псевдоскаляр: $Tp_c = p_c$, $Pp_c = -p_c$; параметры Стокса $\xi_{1,3}$ есть t -четные скаляры: $T\xi_{1,3} = \xi_{1,3}$, $P\xi_{1,3} = \xi_{1,3}$.

4. КВАЗАРЫ

4.1. Квazarы являются источниками нетеплового переменного радиоизлучения большой интенсивности. Это излучение, как правило, бывает линейно поляризованным, что, помимо прочего, указывает на синхротронную (магнитотормозную) природу радиоизлучения. Степень линейной поляризации обычно равна $p_l = 3-10\%$. Степень циркулярной поляризации у квазаров, как и у других внегалактических радиоисточников, значительно меньше p_l . В работах ²⁻⁵ была получена верхняя оценка p_c для большого числа радиоисточников; оказалось, что в различных источниках $|p_c| < 0,1-3\%$. В работах ⁶⁻¹⁰ проведены довольно надежные измерения степени циркулярной поляризации некоторых квазаров и радиогалактик. Согласно ¹⁰ на волне $\lambda = 9,3$ см величина p_c достигает значений $p_c = -0,8 \pm 0,2\%$.

Малые значения $|p_c|$ по сравнению с p_l качественно согласуются с синхротронной моделью радиоизлучения и тем самым дают основание производить теоретическую обработку и интерпретацию наблюдений ²⁻¹⁰ в рамках этой модели.

Основные свойства синхротронного излучения релятивистских электронов подробно рассматриваются в работе ¹¹. Ниже мы, прежде чем обсуждать данные наблюде-

*) Согласно принятой терминологии мы называем циркулярную поляризацию *левой*, если для наблюдателя, принимающего излучение, вращение электрического вектора в волне происходит в *положительном* направлении, т. е. против часовой стрелки (в квантовой теории этому соответствует положительная спиральность фотонов).

ний, кратко напомним особенности поляризации синхротронного излучения, а также приведем некоторые новые результаты, полученные в этой области за последнее время.

4.2. Рассмотрим вначале простейшую модель источника. Пусть магнитное поле \mathbf{B} и пространственное распределение электронов в объеме источника являются однородными; распределение электронов как функция от угла φ , который образуют между собой импульсы электронов и поле \mathbf{B} , не зависит от энергии этих электронов; после генерации излучения заметного поглощения (реабсорбции) и изменения поляризации излучения в источнике не происходит.

При степенном распределении релятивистских электронов по энергии зависимость интенсивности излучения от частоты наблюдений ν также имеет степенной вид $I_\nu \propto \nu^{-\alpha}$. Величина спектрального индекса α обычно равна $\alpha = -0,2 \div 1,5$. Степень линейной поляризации зависит только от α и равна (см., например, ¹¹)

$$p_l = \frac{\alpha + 1}{\alpha + (5/3)},$$

т. е. $p_l = 55 - 80\%$.

Для источника с изотропным угловым распределением импульсов электронов степень циркулярной поляризации равна

$$p_c = -C_0(\alpha) \operatorname{ctg} \theta \frac{mc^2}{E_\nu} = -C_0 \alpha \operatorname{ctg} \theta \left(\frac{3e}{2\pi mc} \frac{B \sin \theta}{\nu} \right)^{1/2}. \quad (4.1)$$

В (4.1) θ — угол между лучевым вектором излучения \mathbf{s} и \mathbf{B} , причем $\theta \gg mc^2/E_\nu$ и $\pi - \theta \gg mc^2/E_\nu$, E_ν — энергия электронов, дающих основной вклад в излучение на частоте ν ; подразумевается, что $mc^2/E_\nu \ll 1$; $C_0(\alpha)$ — численный коэффициент. По порядку величины оценка для p_c была получена в работе ¹². Коэффициент $C_0(\alpha)$ и опущенная в (4.1) часть, обусловленная анизотропией углового распределения, вычислены в работах ^{13, 14}.

Отметим, что степень циркулярной поляризации оказывается малой: $|p_c| \ll 1$. Это происходит по следующей причине. Релятивистский электрон излучает в основном вдоль направления импульса.

Поэтому вклад в излучение в направлении θ на частоте ν дают лишь те электроны, у которых угол φ таков, что $|\varphi - \theta| \lesssim mc^2/E_\nu$. Электроны, имеющие угол $\varphi < \theta$, и электроны, имеющие угол $\varphi > \theta$, дают излучение, обладающее заметной циркулярной поляризацией: $|p_c(\varphi)| \lesssim 1$, по знак $p_c(\varphi)$ в обоих случаях разный (рис. 1). В результате, если распределение электронов по углу φ мало меняется в узком интервале $|\varphi - \theta| \lesssim mc^2/E_\nu$, циркулярная поляризация суммарного излучения p_c оказывается малой. В нулевом приближении по малому параметру mc^2/E_ν величина $p_c = 0$; учет следующих членов дает формулу (4.1).

Отсюда кстати, ясно, что достаточно резкая анизотропия углового распределения электронов может существенно увеличить степень циркулярной поляризации. Действительно, в этом случае вклад в p_c дают, например, лишь электроны с $\varphi < \theta$, поскольку электронов с $\varphi > \theta$ мало или вообще нет.

Если угловое распределение электронов изотропно, то роль формирующего вектора \mathbf{F} играет магнитное поле \mathbf{B} . Если же именно анизотропия углового распределения обуславливает большую часть циркулярной поляризации, то $\mathbf{F} \propto (\mathbf{B} \cdot \mathbf{s}) \mathbf{s}$; здесь \mathbf{p}_t — средняя проекция импульса излучающих электронов на картинную плоскость, усредненная с весом, пропорциональным вкладу каждого электрона в излучение.

Из (4.1) следует, что величина p_c зависит от частоты наблюдений ν и длины волны λ по закону

$$p_c \propto \nu^{-1/2} \propto \lambda^{1/2}. \quad (4.2)$$

Как показано в работе ¹⁵, закон (4.2) сохраняется и в том случае, когда магнитное поле в источнике не является однородным. В частности, пусть магнитное поле в каж-

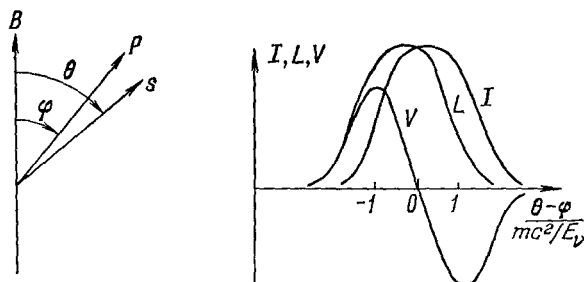


Рис. 1. Полная интенсивность I , интенсивность линейно поляризованной компоненты $L = (Q^2 + U^2)^{1/2}$ и интенсивность циркулярно поляризованной компоненты V синхротронного излучения системы релятивистских электронов, импульсы которых образуют угол φ с магнитным полем \mathbf{B} (\mathbf{s} — единичный вектор в направлении наблюдателя).

дой точке источника можно представить в виде $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_R$, где \mathbf{B}_R — хаотическое поле постоянной величины, ориентация которого меняется случайным образом от точки к точке; \mathbf{B}_0 — однородное поле, $B_0 \ll B_R$. Тогда

$$p_l = L(\alpha) \varepsilon \sin^2 \theta, \\ p_c = -C(\alpha) \varepsilon^{1/2} \left(\frac{3}{2\pi} \frac{eB}{mcv} \right)^{1/2} \cos \theta, \quad (4.3)$$

где θ — угол между \mathbf{B}_0 и \mathbf{s} , $L(\alpha)$ и $C(\alpha)$ — численные коэффициенты, величина $\varepsilon = (B_0/B)^2$ — степень однородности магнитного поля. Отметим, что при прочих равных условиях модуль p_c тем больше, чем больше спектральный индекс α :

$$\frac{\partial |p_c|}{\partial \alpha} > 0. \quad (4.4)$$

В литературе рассматривались следующие возможности нарушения закона (4.2):

а) Источник в котором происходит *реабсорбция излучения*. Согласно ^{16, 17} при движении от высоких частот в область низких частот, где существенна реабсорбция, величина p_c меняет знак. Изменение знака p_c происходит на частотах, которым отвечает оптическая толща (точнее, радиотолща) $\tau = 4-8$, если $\alpha = 0,5-1,5$.

б) Источник, в котором *угловое распределение электронов анизотропно и зависит от их энергии*, причем так, что электроны с большей энергией имеют существенно более анизотропное угловое распределение относительно магнитного поля, чем электроны с меньшей энергией ¹⁸. (Подобная картина может возникнуть, например, если электроны влетают в излучающую область, «прорвав» магнитное поле, которое удерживало их.) В такой модели, предназначенной для описания переменных компактных источников, зависимость p_c от ν в некоторой промежуточной области частот имеет вид

$$p_c \propto \nu^{-\beta}, \quad \beta < \frac{1}{2}.$$

Знак p_c в промежуточной области может отличаться от знака p_c в области высоких и низких частот.

в) Многокомпонентный (неоднородный) источник, имеющий *разные значения спектрального индекса α в разных компонентах* ⁹. В таком источнике при изменении частоты относительный вклад компонент в суммарное излучение меняется, что влечет за собой нарушение закона (4.2) и, возможно, изменение знака p_c .

4.3. Рассмотрим теперь данные наблюдений и их интерпретацию. Характерные особенности циркулярной поляризации радиоизлучения квазаров состоят в следующем:

а) Степень циркулярной поляризации квазаров имеет тенденцию увеличиваться по мере уменьшения спектрального индекса α (рис. 2; ср. с (4.4)).

б) Зависимость p_c от частоты ν отличается от закона (4.2); в частности, при изменении частоты в некоторых источниках происходит изменение знака p_c (рис. 3).

в) Отсутствует корреляция между значениями p_l и p_c .

Наблюдательные данные а — б) не могут быть интерпретированы в рамках простейших моделей источников. Для их интерпретации требуются дополнительные предположения. На наш взгляд, в компактных радиоисточниках циркулярная поляризация возникает главным образом благодаря анизотропному угловому распределению излучающих электронов, которые выбрасываются из источника. При этом, в частности, следует ожидать увеличения в среднем степени циркулярной поляризации с уменьшением спектрального индекса α , поскольку жесткий спектр (т. е. малые значения α) обычно бывает у переменных источников с мощным энерговыделением, в результате которого могут возникнуть пучки релятивистских электронов.

В связи со свойством б) в работе ¹⁶ подчеркивается возможное влияние реабсорбции на циркулярную поляризацию; в работе ⁹ обсуждаются наблюдательные следствия многокомпонентности источника. В настоящий момент, однако, наблюдательные данные не позволяют сделать выбор между различными гипотезами.

Корреляция между линейной и циркулярной поляризацией обсуждается в работе ¹⁵, где показано, что отсутствие корреляции между p_l и p_c вполне совместимо с синхротронной моделью.

4.4. Рассмотрим кратко, какие выводы о внегалактических источниках можно будет сделать на основе наблюдений циркулярной поляризации по мере накопления наблюдательного материала.

Отклонение от закона (4.2) и, в частности, изменение знака p_c , могут явиться указанием на существование в источнике реабсорбции ^{16, 17}. В этой связи заметим, что нарушение закона (4.2) может быть обусловлено реабсорбцией не во всем объеме источника, а лишь в его компактном ядре. В последнем случае спектр источника не обязательно должен отклоняться от степенного закона $I_\nu \propto \nu^{-\alpha}$, поскольку представляется весьма вероятным, что ядро, которое обладает сильным магнитным полем и вносит

основной вклад в циркулярную поляризацию, дает малый вклад в полный поток излучения.

Если последующие наблюдения подтвердят гипотезу об определяющей роли анизотропии углового распределения электронов, то можно будет сделать вывод о том, что ускорение релятивистских электронов в компактных радиоисточниках происходит в виде анизотропных пучков. В этом случае, измеряя зависимость p_c от времени, мы

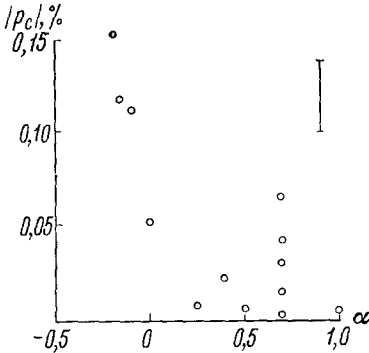


Рис. 2. Корреляция между степенью циркулярной поляризации p_c и спектральным индексом α у квазаров.

Каждая точка — циркулярная поляризация одного квазара на волне $\lambda = 21$ см*. Вертикальная черта — удвоенная средняя ошибка измерений.

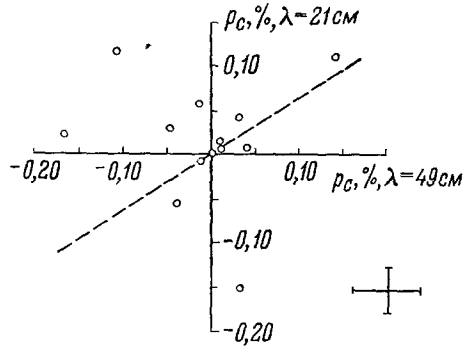


Рис. 3. Нарушение закона $p_c \propto \nu^{-1/2} \propto \lambda^{-1/2}$ (штриховая линия) для квазаров.

Каждая точка — циркулярная поляризация одного квазара, которая измерялась на волнах $\lambda = 21$ и 49 см*. Крест — удвоенные средние ошибки измерений.

сможем оценить время изотропизации пучка релятивистских электронов в космической плазме.

Магнитное поле B и величина ϵ явным образом входят в выражения (4.3) для p_l и p_c . Поэтому в том случае, когда закон (4.2) выполняется, используя данные о поляризации, можно получить много информации о напряженности B и степени однородности ϵ магнитного поля¹⁸.

На наш взгляд, по мере накопления наблюдательного материала и развития теории циркулярная поляризация станет важнейшей характеристикой внегалактических радиоисточников.

5. БЕЛЫЕ КАРЛИКИ

5.1. Согласно современным представлениям белые карлики образовались из звезд с массой $M < 1,2 M_\odot$, где M_\odot — масса Солнца. Для звезд с такой массой сжатие, наступающее после выгорания ядерного горючего, останавливается из-за давления вырожденного электронного газа, в результате чего звезда, имевшая радиус R_S , превращается в белый карлик (white dwarf) с радиусом $R_D = 10^{-2} - 10^{-3} R_S$. Вещество звезды обладает большой проводимостью, поэтому при сжатии сохраняется магнитный поток: $B_S R_S^2 = B_D R_D^2$. Если звезда имела относительно сильное магнитное поле $B_S = 10^2 - 10^9$ гс (на Солнце $B \approx 1$ гс, для некоторых магнитных звезд $B = 3 \cdot 10^4$ гс), то соответствующий белый карлик будет иметь поле $B_D = 10^6 - 10^9$ гс.

Магнитное поле $B > m^2 c^3 / \hbar^2 = 2 \cdot 10^9$ гс радикально меняет свойства вещества¹⁹. Однако и более слабое поле может привести к интересным качественным эффектам. В частности, в работе²⁰ было сделано предположение, что магнитное поле может быть причиной появления циркулярной поляризации в тепловом излучении. Вскоре после публикации работы²⁰ циркулярная поляризация действительно была обнаружена в тепловом оптическом излучении ряда белых карликов²¹⁻²⁶. Несколько ранее циркулярная поляризация наблюдалась в тепловом излучении образцов, нагретых до $T = 10^8$ К и помещенных в магнитное поле $B = 2,5 \cdot 10^3$ гс²⁷.

Прежде чем обсуждать данные наблюдений, рассмотрим некоторые теоретические положения.

5.2. Как известно (см., например, ²⁸), магнитное поле B в классической теории не меняет термодинамического равновесного состояния. Поэтому циркулярная поляризация теплового излучения под действием B может появиться либо вследствие квантовых эффектов, либо потому, что излучающая система находится в термодинамически неравновесном состоянии.

Пусть главную роль играют квантовые эффекты. Тогда можно предположить, что степень циркулярной поляризации теплового излучения по порядку величины равна

$$p_c \approx sb \frac{\hbar \omega_B}{kT_\lambda} \left(b = \frac{B}{E}, \quad \omega_B = \frac{eB}{mc} \right), \quad (5.1)$$

где $\hbar \omega_B$ — разность энергий между уровнями Ландау, T_λ — температура электронов, вносящих основной вклад в излучение на волне λ ; подразумевается, что $\hbar \omega_B \ll kT_\lambda$. Отметим, что $p_c \propto B$. Найдем зависимость p_l от B . Параметры Стокса линейной поляризации $\xi_{1,3}$ суть t -четные скалярные величины. В нашем распоряжении есть только два вектора s и B , из которых они могут быть построены. Записав в символическом виде $\xi_{1,3} \propto (s)^\alpha (B)^\beta$, где (s) и (B) — компоненты векторов s и B , найдем, что показатели α и β должны быть четными. В частности, можно написать

$$p_l \approx |[sb]|^2 \left(\frac{\hbar \omega_B}{kT_\lambda} \right)^2. \quad (5.2)$$

По всей вероятности, точная теория даст для p_c и p_l формулы типа (5.1) и (5.2) с численными коэффициентами. Заметим, что если угол θ между s и b не слишком близок к $\pi/2$ или к нулю, то величина $p_l < |p_c|$ и по порядку величины $p_l \approx p_c^2$.

Пусть главную роль играет термодинамическая неравновесность. Неравновесность может быть вызвана, в частности, тем, что белый карлик излучает и его внешние слои холоднее, чем внутренние. В присутствии магнитного поля волны с правой поляризацией имеют, допустим, меньший коэффициент поглощения, чем волны с левой поляризацией. Тогда волны с правой поляризацией будут приходить к нам в среднем с большей глубины и в излучении появится правая циркулярная поляризация ($p_c < 0$).

Найдем зависимость p_c и p_l от поля B . В нашем распоряжении теперь, кроме векторов s , B , есть полярный t -четный вектор — градиент температуры ∇T . Вектор ∇T обязан входить в формулы для $\xi_{1,3}$ и $\xi_2 = p_c$ лишь в нечетной степени. Запишем формулы для $\xi_{1,3}$ в символическом виде $\xi_{1,3} \propto (\nabla T)^\alpha (B)^\beta (s)^\delta (l)^\gamma$. Из условий P -, T -инвариантности следует

$$P: \quad (-1)^\alpha (+1)^\beta (-1)^\delta (-1)^\gamma = 1, \quad \alpha + \delta + \gamma \text{ четно}, \quad (5.3)$$

$$T: \quad (+1)^\alpha (-1)^\beta (-1)^\delta (+1)^\gamma = 1, \quad \beta + \delta \text{ четно}.$$

Вектор $l = \nabla \rho$, где ρ — плотность излучения на луче зрения. Вектор l возникает в задаче о переносе излучения при постановке граничных условий. Заметим, что в (5.3) β должно быть четным числом, так как при изменении направления B параметры Стокса линейной поляризации меняться не должны. Отсюда следует, что δ — четное число, γ — нечетное число, и формулу для p_l можно записать в виде

$$p_l \propto |[sb]|^2 |\nabla T l|.$$

Рассуждая аналогично, получим

$$p_c \propto (sb)(\nabla T l).$$

Поскольку и в этом случае $p_l \propto B^2$, $p_c \propto B$, можно ожидать, что по порядку величины $p_l \ll |p_c|$.

5.3. Рассмотрим теперь данные наблюдений²¹⁻²⁶. Характерные особенности поляризации оптического излучения белых карликов состоят в следующем:

а) Примерно 10% белых карликов имеют циркулярную поляризацию. Величина p_c сильно и немонотонно зависит от длины волны λ .

б) У некоторых белых карликов отлична от нуля и степень линейной поляризации, но $p_l \ll |p_c|$. Отношение

p_l/p_c меняется с изменением λ слабее, чем величины p_l и p_c по отдельности (рис. 4).
в) У белого карлика G 195-19 величина p_c в области $\lambda = 3800-5400 \text{ \AA}$ периодически меняется со временем²⁶:

$$p_c = p_{c0} + p_{c1} \sin \left[2\pi \left(\frac{t}{P} - \psi \right) \right], \quad p_{c0} = -0,224\%, \quad p_{c1} = 0,250\%. \quad (5.4)$$

Период P , по-видимому, равен $P = 1^d, 339 = 32$ часа.

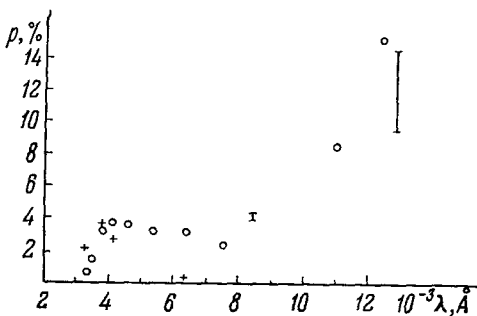


Рис. 4. Зависимость степени циркулярной поляризации (o) и степени линейной поляризации (+) от длины волны λ у белого карлика Gw + 70°8247²¹⁻²³.

Две вертикальные черты — удвоенные средние ошибки измерений в оптической и ближней инфракрасной области.

г) Максимумы p_c для разных длин волн у G 195-19 приходятся на разные моменты времени, т. е. в (5.4) фаза $\psi = \psi(\lambda)$ *).

В работе ²⁰ рассматривалось излучение серого тела — совокупности гармонических осцилляторов, в которой можно пренебречь поглощением излучения (оптически тонкая система); распределение осцилляторов по собственным частотам является однородным, осцилляторы находятся в контакте с термостатом. В работе ²⁰ показано, что в присутствии магнитного поля В излучение серого тела будет иметь циркулярную поляризацию

$$p_c = \frac{\omega_B}{4\pi c} \lambda \cos \theta, \quad (5.5)$$

где подразумевается, что $|p_c| \ll 1$. Постоянная Планка \hbar в (5.5) не входит, и поэтому формула (5.5) справедлива лишь для оптически тонкой системы. Если тем не менее применить формулу (5.5) к оптически толстой фотосфере белого карлика, то при $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ и $p_c = 3,5\%$ из (5.5) следует, что $B \cos \theta = 2 \cdot 10^7 \text{ гс}$.

В работе ²⁹ наблюдения ²¹⁻²⁶ интерпретируются с учетом переноса излучения в среде с $\nabla T \neq 0$. Учет переноса излучения качественно объясняет уменьшение $|p_c|$ в области $\lambda < 4000 \text{ \AA}$ (см. рис. 4), так как коэффициенты поглощения при $\lambda < 4000 \text{ \AA}$ резко возрастают из-за того, что излучение с $\lambda < 4000 \text{ \AA}$ может возбуждать атомы водорода со второго уровня (бальмеровский скачок).

В данный момент уровень развития теории не позволяет определить, что именно обуславливает наблюдавшуюся циркулярную поляризацию: квантовые эффекты или эффекты, связанные с термодинамической неравновесностью. По нашему мнению, свойства а — б) указывают на квантовые эффекты. Циркулярная поляризация и ее немонотонная зависимость от длины волны, вероятно, обусловлены дискретностью электронных уровней энергии в квантующем магнитном поле. Подставив в (5.1)

$$T_\lambda = 8000 \text{ }^\circ\text{K} \text{ и } p_c = 3,5\%,$$

получим оценку

$$B |\cos \theta| = 2 \cdot 10^6 \text{ гс}. \quad (5.6)$$

Роль квантовых эффектов обсуждается также в работе ³⁰ в связи с немонотонной зависимостью p_c от λ , где предполагается, что у белого карлика $G_{\text{TW}} + 70^\circ 8247 \cos \theta \approx \frac{1}{5}$; в этом случае из (5.6) следует, что $B \approx 10^7 \text{ гс}$.

Периодическая зависимость (5.4) от времени практически однозначно указывает на вращение G 195-19 с периодом $P = 1^d,339$. У вращающихся белых карликов p_c зависит от времени, если поле В наклонено относительно вектора угловой скорости (модель наклонного ротора). Отметим, однако, что период $P = 1^d,339$ очень велик по сравнению со значением 3—300 сек, которые получаются для белых карликов из условия сохранения момента количества движения.

Зависимость фазы ψ от λ объяснить (по аналогии с пульсарами) дисперсией излучения в среде нельзя. Для света, в отличие от радиоволн, разница между групповыми скоростями $v_{\text{гр}}(\lambda_1) - v_{\text{гр}}(\lambda_2)$ слишком мала. Зависимость ψ от λ в принципе может иметь место, если магнитное поле заметно меняет свое направление по мере углубления в фотосферу белого карлика, например, вследствие закручивания. В этом случае максимум p_c для излучения, которое приходит из глубины фотосферы, будет наступать раньше, чем максимум p_c для излучения, идущего из верхних слоев.

Циркулярная поляризация теплового излучения образцов ²⁷, возможно, возникает из-за различия коэффициентов отражения и прохождения волн с левой и правой поляризацией на границе образец — воздух. Простая теория ³¹, в которой коэффициенты прохождения, вычисленные для слабого затухания на длине волны, используются в случае сильного затухания, дает по порядку величины правильный ответ для p_c . Влияние отражения на границе на циркулярную поляризацию может привести к различию величин p_c для двух одинаковых образцов, один из которых покрыт какой-либо пленкой.

5.4. Следует иметь в виду, что теоретические (и экспериментальные) исследования циркулярной поляризации теплового излучения только начинаются. Поэтому все сделанные выше утверждения (кроме утверждений, основанных на P - и T -инвариантности) нуждаются в дополнительном обосновании. В частности, оценка (5.6) должна быть подтверждена в рамках теории, количественно объясняющей зависимость p_c и p_c от λ .

*) Сейчас нельзя с определенностью сказать, для каких длин волн максимумы наступают раньше, а для каких — позже.

Однако независимо от деталей будущей теории циркулярная поляризация теплового оптического излучения некоторых белых карликов довольно определенно указывает на присутствие магнитных полей с напряженностью $B = 10^6 - 10^9$ эс. Открытие таких полей представляет большой общезначимый интерес.

6. ПЛАНЕТЫ

6.1. Оптическое излучение планет возникает в результате отражения неполяризованного солнечного излучения. Обычно при отражении неполяризованное излучение приобретает частичную линейную поляризацию; циркулярная поляризация возникает лишь при особых условиях (о которых речь пойдет ниже). Поэтому циркулярная поляризация оптического излучения Луны и планет является нетривиальным эффектом. Характерные особенности этой поляризации состоят в следующем:

а) Направление вращения различно для северного и южного полушарий Луны³² и планет³³ (полярный эффект).

б) Есть указания, что для каждого полушария направление вращения меняется после противостояния планеты³³ (эффект противостояния). В противостоянии, т. е. когда Солнце — Земля — планета находятся на одной прямой, степень циркулярной поляризации $p_c = 0$. В качестве примера см. данные для Юпитера (рис. 5).

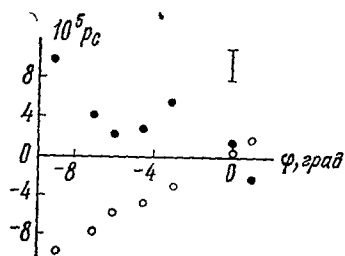


Рис. 5. Циркулярная поляризация оптического излучения северного (○) и южного (●) полушария Юпитера в зависимости от угла ϕ между направлениями Солнце — планета и Земля — планета³³.

Вертикальная черта — удвоенная средняя ошибка измерений.

зависимость p_c от γ и ϕ описывает полярный эффект и эффект противостояния соответственно.

Закон (6.1) получен в предположении, что отражающая среда является негиротропной, т. е. инвариантной по отношению к операции P . Это предположение может быть нарушено, если на планете имеются кристаллы, не обладающие центром симметрии, или спиральные молекулы (см., например,³⁵). Гиротропными средами являются, например, многие растворы органических веществ, содержащие спиральные молекулы, в частности раствор сахара. Для гиротропной среды закон (6.1) может быть нарушен. Вероятно, именно присутствием спиральных молекул объясняется тот факт, что в лабораторных экспериментах³⁶ только поверхность зеленого листа дала в отраженном свете отличное от нуля значение p_c при $\gamma = 0$, в то время как у всех минералов в соответствии с (6.1) величина $p_c = 0$ при $\gamma = 0$.

Нарушение закона (6.1) может явиться указанием на гиротропный характер отражающей среды, в частности, может дать свидетельства в пользу существования на планете или в ее атмосфере органических молекул^{*)}. Во избежание недоразумений подчеркнем, что закон (6.1) может нарушаться и при отражении от негиротропной среды на планете, если под γ понимать широту отражающей области на планете относительно видимого экватора, т. е. угол между средней нормалью к поверхности планеты \mathbf{n} и плоскостью $(\mathbf{s}_0, \mathbf{s})$. Действительно, пусть, например, на планете имеются горы, освещенные Солнцем с одной стороны; тогда нормаль к освещенной поверхности \mathbf{n} , входящая в (6.1), не совпадает с \mathbf{n} .

6.3. При однократном отражении от негиротропной среды неполяризованный свет Солнца циркулярную поляризацию приобрести не может. Циркулярная поляризация при отражении от негиротропной среды возникает, вероятно, в результате дву-

6.2. В работе³⁴ показано, что оба наблюдавшихся эффекта есть следствие P - и T -инвариантности электромагнитного взаимодействия. Действительно, рассмотрим отражение света некоторой областью на поверхности или в атмосфере планеты. Пусть размер области много больше размера локальных неоднородностей. Тогда имеются только три вектора, характеризующие процесс отражения от области как целого: \mathbf{n} — нормаль к освещенной поверхности в данной области, $\mathbf{s}_0 = \mathbf{k}_0/k_0$ и $\mathbf{s} = \mathbf{k}/k_0$ — лучевые векторы падающего и отраженного света соответственно.

Псевдоскалярная величина p_c должна быть пропорциональна единственному псевдоскаляру $[\mathbf{s}_0 \mathbf{n}] \mathbf{s}$, имеющемуся в задаче (формирующий вектор $\mathbf{F} \propto [\mathbf{s}_0 \mathbf{n}]$). Отсюда

$$p_c \propto [\mathbf{s}_0 \mathbf{n}] \mathbf{s} = \sin \gamma \sin \phi, \quad (6.1)$$

где γ — угол между \mathbf{n} и плоскостью $(\mathbf{s}_0, \mathbf{s})$, ϕ — угол между \mathbf{s}_0 и $-\mathbf{s}$; в противостоянии $\phi = 0$. Нечетная

*) В этой связи интересно отметить нарушение закона (6.1) для Марса в синих лучах³³. Однако давать положительный ответ на вопрос «Есть ли жизнь на Марсе?» на этом основании было бы несколько преждевременно.

кратного отражения. После первого отражения неполяризованный свет приобретает частичную линейную поляризацию. После второго отражения линейная поляризация частично переходит в циркулярную, если это отражение либо сопровождается поглощением, либо происходит под углом больше угла полного внутреннего отражения. В работе ³³ было высказано предположение, что циркулярная поляризация Юпитера будет относительно велика в ближней инфракрасной области, поскольку в этой области находится полоса поглощения метана.

Количественная интерпретация наблюдений ^{32, 33, 36} должна основываться на теории многократного рассеяния поляризованного света. В последнее время некоторые аспекты этой теории, могущие быть полезными при интерпретации наблюдений ^{32, 33, 36}, рассматривались в работах ³⁷⁻⁴¹.

6.4. Циркулярная поляризация в силу своей чувствительности к различным свойствам отражающей среды может явиться источником уникальной информации о планете или об органической ткани в земных условиях. Изучение циркулярной поляризации должно стать предметом дальнейших исследований. В частности, необходима постановка новых лабораторных экспериментов (см. ³⁶) и точные измерения поляризации оптического излучения Солнца.

7. ДРУГИЕ ОБЪЕКТЫ

7.1. Пульсары. По современным представлениям звезды с массой $M > 1,2 M_{\odot}$ после выгорания ядерного горючего либо коллапсируют, либо превращаются в нейтронные звезды с радиусом $R_n = 10 - 100 \text{ км} \approx 10^{-4} R_s$. При сохранении момента количества движения и магнитного потока нейтронная звезда сразу после сжатия должна иметь период вращения $P \approx 10^{-2} \text{ сек}$ и магнитное поле до 10^{12} эс . Открытые в 1967 г. пульсирующие радиоисточники (пульсары), по всей вероятности, являются нейтронными звездами (обзор свойств пульсаров см., например, в работах ^{42, 43}). Импульсное излучение пульсаров в радиодиапазоне сильно поляризовано. У большинства исследованных пульсаров характерные особенности поляризации состоят в следующем ⁴⁴⁻⁴⁹:

а) Интенсивность линейно поляризованной компоненты излучения в течение импульса меняется в такт с полной интенсивностью.

б) Циркулярная поляризация в течение импульса меняет знак (рис. 6).

в) Ход кривых $L(t)$ и $V(t)$ в интервале частот $\nu = 610 - 240 \text{ Мгц}$ практически не зависит от частоты.

В оптическом диапазоне степень линейной поляризации пульсара NP 0532, расположенного в Крабовидной туманности, достигает значений $p_l = 23\%$ ⁵⁰⁻⁵³; циркулярная поляризация пульсара мала: $|p_c| < 0,07\%$ ⁵⁴. Циркулярная поляризация исследованных участков Крабовидной туманности заключена в пределах $|p_c| < 0,05\%$ ⁵⁵.

В данный момент последовательной теории излучения пульсаров не существует *). Поэтому вопрос об интерпретации поляризационных измерений остается открытым. Ясно только, что поляризация обусловлена магнитным полем. Отметим, однако, сходство между наблюдаемыми кривыми $L(t)$, $V(t)$ и кривыми L , V для поляризации синхротронного излучения системы релятивистских электронов, имеющих δ -образное распределение по углу ϕ (ср. рис. 1 и 6). В применении к пульсарам синхротронное излучение при δ -образном угловом распределении обсуждается в работах ^{56, 57}.

В работах ⁵⁸ в связи со свойством в), а также в связи с некоторыми другими наблюдательными данными высказано предположение, что эффекты переноса излучения, которые в линейном приближении сильно зависят от частоты, играют в пульсарах малую роль.

Ввиду явной аналогии между пульсарами и белыми карликами с сильным магнитным полем было бы интересно детально исследовать радиоизлучение указанных белых карликов (см. ⁵⁹).

7.2. Рентгеновский источник ScoX-1. Космический объект, расположенный в созвездии Скорпиона и обозначаемый ScoX-1, является источником мощного рентгеновского излучения (Х-лучи). По-видимому, это есть тепловое

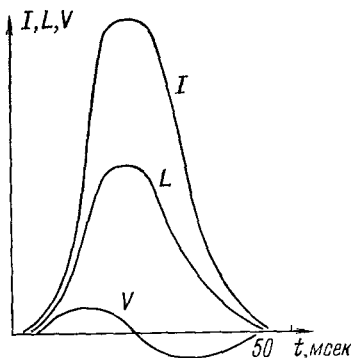


Рис. 6. Схематическая зависимость параметров I , $L = Q_2 + U^2)^{1/2}$ и V от времени в импульсе радиоизлучения некоторых пульсаров.

*) По мнению автора, мы гораздо раньше поймем внутреннее строение пульсаров, чем механизмы их излучения.

излучение плазмы, нагретой до температуры $T \approx 10^8$ °K. В оптике ScoX-1 имеет вид сравнительно слабой звезды. Согласно ⁶⁰ излучение этой звезды в области $\lambda = 6400$ Å имеет циркулярную поляризацию. Характерные особенности наблюдавшейся поляризации состоят в следующем:

а) Величина p_c меняется со временем. Амплитуда ее колебаний в среднем равна 1—1,5%; постоянная составляющая в p_c не обнаружена.

б) Строгая периодичность колебаний p_c , по-видимому, отсутствует; характерное время изменения p_c равно 2—4 часа.

Авторы работы ⁶⁰ считают, что наблюдавшаяся циркулярная поляризация возникает при рассеянии излучения в магнитоактивной плазме. Теория этого явления рассматривалась в работах ^{61, 62}. Согласно ⁶² средней амплитуде колебаний 1—1,5% соответствует магнитное поле $B \approx 2 \cdot 10^6$ эс. Такое значение хорошо согласуется с моделью ⁶³, согласно которой ScoX-1 состоит из нейтронной звезды с полем $B \approx 10^{12}$ эс, окруженной оптически толстой оболочкой из горячей магнитоактивной плазмы. Колебания величины p_c в работе ⁶⁰ связываются с вращением нейтронной звезды и неустойчивостями в плазменной оболочке, которые «размывают» периодический режим вращения.

Следует сказать, что относительно большая ошибка одного измерения 1% при средней амплитуде колебаний 1—1,5% в сочетании с отсутствием постоянной составляющей у p_c и наличием многих максимумов в периодограмме (см. ⁶⁰) заставляет пока с осторожностью подходить к результатам наблюдений ⁶⁰. Однако, во всяком случае, наблюдения ⁶⁰ представляют большой интерес и должны стимулировать дальнейшие исследования циркулярной поляризации рентгеновских источников (см. ^{64, 65}).

7.3. Д и ф ф у з н ы е т у м а н н о с т и. В работе ⁶⁵ сообщается об обнаружении циркулярной поляризации оптического излучения некоторых участков в двух диффузных туманностях 30 Doradus и η Carinae. Для 30 Doradus величина p_c достигает значений $p_c = -0,39 \pm 0,13\%$; для η Carinae величина p_c сравнима с ошибками наблюдений.

По мнению автора работы ⁶⁵, наблюдавшаяся циркулярная поляризация, вероятно, возникает при рассеянии света окружающих звезд на пылинках, входящих в состав туманностей. В этом случае можно ожидать, что циркулярная поляризация планет и диффузных туманностей будет иметь некоторые общие черты.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В вопросах, связанных с циркулярной поляризацией, теоретических разработок оказалось явно недостаточно для интерпретации экспериментальных данных. Будем надеяться, что в ближайшем будущем этот недостаток будет восполнен, и мы сможем получать информацию о космических объектах по новому важному каналу. Ввиду неразработанности теории автор при обсуждении экспериментальных данных стремился исходить из не вызывающих сомнения принципов P -и T -инвариантности. Будущая теория, разумеется, должна быть более конкретной.

В. Н. Сазонов

Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР,
Московский физико-технический институт

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА *)

1. А. И. А х и е з е р, В. Б. Б е р е с т е ц к и й, Квантовая электродинамика, 3-е изд., М., «Наука», 1969., Л. Д. Л а н д а у, Е. М. Л и в ш и ц, Теория поля, М., «Наука», 1967.
2. M. M. K o m e s a r o f f, F. F. G a r d n e r, D. M o r i s, I. A. R o b e r t s, I. B. W h i t e o a k, Nature 218, 73 (1968).
3. F. B i r a u d, P. V e r o n, Nature 219, 254 (1968).
4. G. A. S e i e l s t a d, Astron. and Astrophys. 2, 372 (1969).
5. G. L. B e r g e, G. A. S e i e l s t a d, Astrophys. J. 157, 35 (1969).
6. F. B i r a u d, Astron. and Astrophys. 1, 156 (1969).
7. E. R. S e a q u i s t, Astrophys. Lett. 5, 111 (1970).
8. I. A. G i l b e r t, R. G. C o n w a y, Nature 227, 585 (1970).
9. R. G. C o n w a y, I. A. G i l b e r t, E. R i m o n d, K. W. W e i l e r, Mon. Not. RAS 152, 4P (1971).
10. E. R. S e a q u i s t, Nature (Phys. Sci.) 231, 124 (1971).
11. В. Л. Г и н з б у р г, С. И. С ы р о в а т с к и й, УФН 87, 65 (1965); Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 3, 297 (1965).

*) В обзоре использовались работы, опубликованные до ноября 1971 г. Укажем, кроме того, новые работы, появившиеся до мая 1972 г., которые посвящены циркулярной поляризации радиисточников ⁶⁶, белых карликов ^{69, 67} и различных пекулярных объектов ⁶⁴.

12. D. W. Sciama, M. J. Rees, *Nature* **216**, 146 (1967).
13. M. P. C. Legg, K. C. Westfold, *Astrophys. J.* **154**, 449 (1968).
14. В. Н. Сазонов, *Астрон. ж.* **46**, 502 (1969).
15. D. B. Melrose, *Astrophys. Lett.* **8**, 227 (1971).
16. A. G. Pacholczyk, T. L. Swihart, *Mon. Not. RAS* **153**, 3P (1971).
17. D. B. Melrose, *Astrophys. Space Sci.* **12**, 171 (1971).
18. В. Н. Сазонов, *Astrophys. Space Sci.* **18** (1972).
19. Б. Б. Кадомцев, *ЖЭТФ* **58**, 1765 (1970).
20. J. C. Kemp, *Astrophys. J.* **162**, 169 (1970).
21. J. C. Kemp, J. B. Swedlund, J. D. Landstreet, J. R. P. Angel, *ibid.* **161**, L77.
22. J. R. P. Angel, J. D. Landstreet, *Astrophys. J.* **162**, L61 (1970).
23. J. C. Kemp, J. B. Swedlund, *ibid.*, p. L67.
24. J. C. Kemp, J. B. Swedlund, R. D. Wolstencraft, *Astrophys. J.* **164**, 17 (1971).
25. J. D. Landstreet, J. R. P. Angel, *ibid.* **165**, L67 (1971).
26. J. R. P. Angel, J. D. Landstreet, *ibid.*, p. L15, L71.
27. J. C. Kemp, J. B. Swedlund, B. D. Evans, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 1241 (1970).
28. В. Г. Левич, Ю. А. Вдовин, В. А. Мямлин, *Курс теоретической физики*, т. 2, М., Физматгиз, 1962.
29. H. L. Shipman, *Astrophys. J.* **167**, 165 (1971).
30. J. C. Kemp, *ibid.* **162**, L69 (1970).
31. В. В. Черномордик, Курсовая работа (МФТИ, 1971).
32. Ю. Н. Липский, М. М. Поспергилис, *Астрон. ж.* **44**, 410 (1967).
33. J. C. Kemp, R. D. Wolstencraft, J. B. Swedlund, *Nature* **232**, 165 (1971).
34. В. Н. Сазонов, *Астрон. ж.* **49**, 833 (1972).
35. В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург, *Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов*, М., «Наука», 1965.
36. М. М. Поспергилис, *Астрон. ж.* **45**, 1229 (1968).
37. А. З. Долгинов, Ю. Н. Гнедин, Н. А. Силантьев, *J. Quant. Spectr. Rad. Trans.* **10**, 707 (1970).
38. F. K. Lamb, D. ter Haar, *Oxford Preprint No.* 38, 1970.
39. J. W. Novenier, *Astron. and Astrophys.* **7**, 86 (1970); **13**, 7 (1971).
40. В. М. Лоскутов, *Астрон. ж.* **48**, 166, 1046 (1971).
41. А. В. Морозенко, Э. Г. Яновичкий, *Астрон. ж.* **48**, 172 (1971).
42. В. Л. Гинзбург, *УФН* **103**, 393 (1971); В. Л. Гинзбург, В. В. Железняков, В. В. Зайцев, *УФН* **98**, 201 (1969); В. В. Железняков, *Изв. вузов (Радиофизика)* **13**, 1842 (1970).
43. D. ter Haar, *Oxford Preprint No.* 32, 1971; *Phys. Rept.* **3C**, No. 2 (1972).
44. R. R. Clark, F. G. Smith, *Nature* **221**, 724 (1969).
45. R. D. Ekers, A. T. Moffett, *Astrophys. J.* **158**, 11 (1969).
46. M. M. Komesaroff, D. Moris, D. J. Cooke, *Astrophys. Lett.* **5**, 37 (1970).
47. D. Moris, U. J. Schwarz, D. J. Cooke, *Astrophys. Lett.* **5**, 181 (1970).
48. R. N. Manchester, *Nature* **228**, 264 (1970).
49. D. A. Graham, *Nature* **229**, 326 (1971).
50. B. Warner, R. E. Nather, M. McErlane, *Nature* **222**, 223 (1969).
51. K. C. Freeman, A. W. Rodgers, P. T. Rydge, G. Lynga, *Nature* **222**, 459 (1969).
52. W. J. Cocke, M. J. Disney, T. Gehrels, *Nature* **223**, 576 (1969).
53. Н. М. Шаховской, Ю. С. Ефимов, В. И. Проник, *УФН* **99**, 520 (1969).
54. W. J. Cocke, J. W. Muncaster, T. Gehrels, *Astrophys. J.* **169**, L119 (1971).
55. J. D. Landstreet, J. R. P. Angel, *Nature* **230**, 103 (1971).
56. T. Takakura, *Nature* **224**, 253 (1969).
57. В. Н. Сазонов, *Астрон. ж.* **49**, вып. 6 (1972).
58. F. G. Smith, *Mon. Not. RAS* **149**, 1 (1970); **154**, 5P (1971); М. М. Комесарофф, J. G. Ables, P. A. Hamilton, *Astrophys. Lett.* **9**, 101 (1971).
59. V. A. Hughes, P. A. Feldman, A. Woodsworth, *Astrophys. J.* **170**, 125 (1971).
60. Ю. Н. Гнедин, О. С. Шулов, *Письма ЖЭТФ* **14**, 507 (1971).
61. V. Canute, J. Lodenguai, M. Ruderman, *Phys. Rev.* **D3**, 2303 (1971).

62. Ю. Н. Гнедин, А. З. Долгинов, Н. А. Силантьев, ЖЭТФ 59, 865 (1970).
63. B. Corpi, A. Treves, *Astrophys J.* 167, L9 (1971).
64. Ю. Н. Гнедин, О. С. Шулов, *Астрофизика* 7, 529 (1971); N. S. Nikulin, V. M. Kuvshinov, A. B. Severny, *Astrophys. J.* 170, L53 (1971); T. Gehrels, *Astrophys. J.* 173, L23 (1972); B. Band, J. Tinbergen, *Nature* 237, 29 (1972); J. C. Kemp, R. D. Wolstencroft, J. B. Swedlung, *Astrophys. J.* 173, L43 (1972).
65. T. H. Schmidt, *Astron. and Astrophys.* 12, 456 (1971).
66. E. R. Seaquist, *Astrophys. Space. Sci.* 13, 276 (1971); I. A. Roberts, I. C. Ribes, I. D. Curray, D. I. Cooke, *Nature* 236, 3 (1972); A. G. Pacholczyk, T. L. Swihart, *Astrophys. J.* 170, 405 (1971).
67. J. R. P. Angel, J. D. Landstreet, F. B. Oke, *Astrophys. J.* 171, L11 (1972).
68. Э. Г. Мычелкин, *Тр. Астрофиз. ин-та АН Каз. ССР* 14, 97 (1969).