академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 15

МАЙ, 1979

выпуск 2

У, 1К 523.035+525.8

СОБСТВЕННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ИНФРАКРАСНОЙ УГЛЕРОДНОЙ ЗВЕЗДЫ IRC+10216 (CW LEO)

Н. А. СИЛАНТЬЕВ, Г. В. ХОЗОВ

Поступила 3 августа 1978 Пересмотрена 7 февраля 1979

Показано, что большая собственная поляризация (18—25% на $\lambda \leq 0.9$ мкм) IRC + 10216 может быть объяснена на основе рассеяния света звезды на ориентированных частицах в околозвездном пространстве. Рассмотрены три механизма ориентация пылевых частиц: парамагнитная релаксация, световое давление и ориентация газовым потоком. Парамагнитная релаксация вблизи фотосферы звезды при полях свыше 35³ Гс является наиболее вероятной с точки зрения выстранвания частиц по срявненно с дезориентирующим тепловым движением газа.

Цинлическая переменность степени поляризации объясняется изменением размеров вылинок при их частичном испарении в фязах максимального блеска объекта.

Наличне большой собственной полярнзацин ИК-излучения IRC+10216 установлено на основании факта ее наблюдаемой переменности [1-4]. Переменность в сочетании с наблюдаемой зависимостью степени от длины волны дает основание считать, что поляризация излучения объекта возникает непосредственно в системе звезда-оболочка. Яркость объекта в визуальпых лучах мала (слабее 18^m), поэтому наблюдения блеска и тем более поляризации IRC+ 10216 в коротковолновой области ограничены $\lambda = 0.6$ мкм. В связи с атим все суждения о переменной поляризации втого объекта относятся в основном к ИК-излучению.

В течение 1971—1977 гг. в Астрономической обсерватории Ленинградского университета проводились фотометрические и поляризационные наблюдения IRC + 10216 с целью выявления характера временных изменений поляризации и связи ее с блеском. Полученные результаты в совокупности с апизодическими измерениями других наблюдателей и легли в основу обсуждения возможных причин возникновения поляризации в данном объе :те.

Н А. СИЛАНТЬЕВ, Г. В. ХОЗОВ

 Наблюдательные данные. Изменения блеска IRC+10216 в цвете К (2.2 мкм) носят характер, соответствующий долгопериодической переменности типа Миры Кита [2—4, 8]. Наши наблюдения в течение семи лет позволили оценить период звезды точнее, чем это делалось раньше [8]:

Max. $[D = 2441710 \pm 630 E.$

С периодом P = 630 ± 10 дней удовлетворительно согласуются также средние кривых блеска объекта в цветах R и I. Заметного сдвига флзы и разных цветах не обнаружено. Установление значении периода и момента максимума позволило определить фазы всех имеющихся у нас измерений поляризации и цветах R, I, K, а также единичных поляризационных наблюдений Шола и Целлиера [1]. Дика [9] и Каппса и Дика [10]. На рис. 1



Рис. 1. Средние фазовые зависимости блеска и поляризации IRC+10216 в спектразьиой полосе I (0.9 мкм). Наблюдения: — Ар ЛГУ; — Шол, Целлиер (1970). — Дик, Шол (1971).

приводятся средние фазовые зависимости параметров поляризации IRC+10216 в цвете I, для которого у нас имеется наиболее полный ряд наблюдений. Каждая точка на графике включает по крайней мере по два измерения, относящихся к одному или разным периодам. Ошибки и временные интервалы усреднений даны на рисунке вертикальными и горизонтальными линиями, соответственно. В верхних секциях рисунка приводятся средняя кривая блеска в I и фазовая зависимость полказателя цвета R—I. Анализ фазовых зависимостей блеска и поляризации IRC+10216 свидетельствует о следующем:

1. Кривые блеска в R н I, а также в К (на рисунке не представлена) соответствуют характеру переменности, свойственной миридам. В рассмотренном спектральном диапазоне амплитуда изменений слабо зависит от алины волны ($\Delta R = 2^{\circ}65$; $\Delta I = 2^{\circ}60$; $\Delta K = 2^{\circ}45$).

2. Степень поляризации меняется периодически, однако ати изменения носят скачкообразный характер на определенных фазовых интерналах. Поляризация в полосе 1 в небольшом интервале фаз вблизи максимума (0.9—0.1) минимальна. 18±1%; вблизи фазы 0.1 приблизительно за 20—40 дней степень поляризации возрастает до 21±1% и остается постоянной вплоть до фаз 0.85—0.90, а затем также быстро уменьшается.

3. Позиционный угол плоскости преимущественных колебаний, по-видимому, не меняется со временем; отклонение от среднего (~ 127°) составляет не более ± 2°, что практически не превышает среднеквадратической ошнбки единичного наблюдения.

Используя все наши наблюдения в цветах R. I. К [2-7] и наблюдения других авторов [1, 9, 10], мы построили зависимости поляризации ог длины волны, усредненные для двух интервалов фаз: от 0.9 до 0.1 и от 0.1 до 0.9. При этом считалось, что поведение поляризации во времени на всех других длинах волн такое же, как и на i = 0.9 мкм (в полосе I), т. е. степень поляризации меняется скачкообразно. Полученные зависимости (рис. 2) указыпают на то, что ход p(i) при h > 1 мкм, по-видимому, не меняется со временен; изменяется только степень поляризации примерно на одну и ту же величину (-3%). На h < 1 мкм вблизи максимума блеска объекта (фазы 0.9-0.1) p(i) = 1. В то время как в интервале 0.1-0.9 наклон p(i) значительно уменьшается и даже становится меньше, чем при i > 1 мкм (кривая 1).

Следует подчеркнуть, что подобная величина степени поляризации на и = 0.9 мкм и описанный выше характер изменений ее с фазой отмечаются впервые для ИК долгопериодических переменных типа Миры Кита.

Интерпретация. Большая поляризация излучения объекта (25%) на и = 0.65 мкм) может быть объяснена либо на основе релеевского рассеяния на малых частицах, либо на основе прохождения и рассеяния в ориентированной среде.

 Невозможность объяснения большой наблюдаемой поляризации рассеянием на неориентированных пылинках. Если отвлечься от зависимости поляризации от длины волкы излучения, поляризацию ~ 25% можно получить при однократном рассеянии на малых частицах в резко несферичной оболочке в виде окружающего центральный источник излучения диска, видимого с ребра; при этом прямо проходящее излучение от звезды должно быть заметно ослаблено. Максимальное значение поляризации достигается при полном затмении звезды и равно, как известно, 33.3%



1/2 (MKM-1)

Рис. 2. Заянсимости поляризации IRC+10216 от дляны волны для разных фязовых интервалов. Наблюдения — АО ЛГУ. ОД Шол, Целлиер (1970); Дин, Шол (1971): Каппс, Дин (1972).

[11, 12]. Отметим, что формулы однократного рассеяния можно применять к оболочке, оптическая толщина которой в плоскости экватора может быть больше единицы, а оптическая толщина в перпендикулярном направлении меньше единицы. Для наблюдателя такая оболочка будет выглядеть в виде двояковыпуклой линзы». В подобной оболочке не может образоваться режим миогократного рассеяния, т. к. кванты с подавляющей вероятностью после первого же рассеяния выходят из оболочки в перпендикулярном к экватору направлении. Трудно сжидать, что теоретический продел поляризации в 33.3% может быть наблюдаем. Для этого необходимо выполнение всех условий: а) оболочка имеет форму диска. удаленного от звезды, находящейся в центре: 6) оболочка видна с ребра; в) все частицы оболочки имеют релесвские размеры; г) оптическая толщина оболочки для прямо проходящего излучения звезды больше единицы. Нарушение хотя бы одного из этих условий резко уменьшит наблюдаемую поляризацию. Величина поляризации IRC+ 10216, равная 25%, близка к предельному значению и поэтому она не может быть получена только в результате рассеяния в рассмотренной оболочке.

Даже если принять все вышеназванные условия выполненными, то все равно невозможно в рамках релеевского рассеяния объяснить наблюдаемую зависимость степени поляризации от длины волны. Учитывая, что при релеевском рассеянии $\gamma \sim i^{-1}$, для объяснения наблюдаемой спектральной зависимости p(i) необходимо принять (i) реэко возрастающей с ростом длины волны излучения. Это противоречит известным результатам теории рассеяния света, согласно которой сечения рассеяния должны быть либо примерно постоянными (в областях, где $2=a_i = 1$), либо уменьшаться с увеличением длины волны $(2\pi a_i = 1)$.

Измерение размеров источника инфракрасного излучения IRC+10216 методом покрытия Луной [13], а также и сам факт интенсивного инфракрасного излучения показывают, что центральный источник излучения окружен общирной пылевой оболочкой 👘 1 [16]). Наиболее вероятными для случая углеоодной звезды являются графитовые пылинки. Для таких, даже достаточно малых частиц (а ~ 0.1-0.2 мкм) не выполняется условие релеевского рассеяния $2 a | m | h \ll 1$, где m = показатель преломления вещества. А при 2-а | m | / 1 падающее излучение индуцирует в частице кооме электрического дипольного момента также другие мультипольные моменты (квадруполь, магнитный диполь и т. д.). Это приводит к значительному уменьшению поляризации рассеянного излучения. Для частиц с сильным поглощением (типа графитовых) степень поляризации рассеянного излучения примерно в два раза меньше релеевского значения. Таким образом, однократным рассеянием света на графитовых частицах в сферически несимметричной оболочке заведомо невозможно объяснить наблюдаемую степень поляризации (~ 20-25%).

2. Поляризация излучения на орнентированных частицах в оболочке IRC+10216. В предыдущем разделе мы показали, что большая величина наблюдаемой поляризации излучения объекта и ее спектральная зависимость не могут быть всецело объяснены только рассеянием света на неориентированных частицах в несферической оболочке. По-видимому, эначительная доля наблюдаемого поляризованного излучения IRC+10216 (а, возможно, и все) обязана прохождению света от звезды через слой ориентлорованных частиц.

Рассмотрим вначале слой однородно ориентированных частиц. Пусть $f_1 - \phi$ оптическая толщина втого слоя для света, линейно поляризованного в некоторой плоскости с осью ориентации h и направлением распространения излучения π ; — аналогичная величина для света, линейно поляризованного перпендикулярно втой плоскости. Обозначим также через $\Phi - \Phi$ разность фаз воли с параллельной и перпендикулярной поляризацией. Согласно [14, 15, 22] общие формулы для параметров Стокса излучения, прошедшего слой аксиально ориентированной (точнее, выстроенной) среды, имеют вид:

$$I = \frac{1}{2} I_0 (e^{-\tau_1} + e^{-\tau_2}) + \frac{1}{2} Q_0 (e^{-\tau_2} - e^{-\tau_2})$$
$$Q = \frac{1}{2} I_0 (e^{-\tau_1} - e^{-\tau_2}) + \frac{1}{2} Q_0 (e^{-\tau_2} + e^{-\tau_2})$$
$$U = (U_0 \cos \Phi + V_0 \sin \Phi) e^{-1/2(\tau_1 + \tau_2)}$$
$$V = (V_0 \cos \Phi - V_0 \sin \Phi) e^{-1/2(\tau_1 + \tau_2)}$$

 $V = (V_0 \cos \omega - U_0 \sin \omega)e$ Здесь I_0 , Q_0 , U_a , V_- параметры Стокса входящего в слой излучения, причем по определению $I = I_- + I_-$ и $Q = I_- - I_1$. Первая пара уравнений (1) описывает, так называемый, линейный дихронзм выстроенной среды. Напомним, что в выстроенной среде ансамбль ориентированных частиц обладает плоскостью симметрии, перпендикулярной оси симметрии. В такой среде могут независимо распространяться волим (нормальные), линейно поляризованиме в плоскости (*rh*) и перпендикулярно к атой плоскости. Обозначим показатели преломления атих воли через *m* и *m*₁, соответственно. Распространение волны *E*, линейно поляризованной под некото-

рым углом \forall к плоскости (*nh*), не равным 0° и 90°, можно представить как распространение когерентных волн $E_1 = E \cos \varphi$ и $E_2 = E \sin \varphi$ с показателями преломления m_1 и m_2 . Разность фаз втих полн $\Phi = \text{Re}(m_1 - m_1)(w/c)l$ на пути l приводит к вллиптической поляризациии результирующей волны, выходящей из слоя. Вторая пара уравнений (1) описывает интерференционные аффекты в выстроенной среде (линейное двулучепреломление). Отметим, что уравнения (1) пригодны для любых выстроенных сред, состоящих из частиц любого размера.

(1)

):

Для разреженной среды, состоящей из частиц, малых по сравнению с длиной волны излучения, можно написать явные формулы для m, и m. [14, 15]:

$$m_{\perp}(n) = m_{\perp} = N_{0} (1 - 3w_{0}) (\beta_{\perp} - \beta_{\perp}) \sin^{2} \theta_{\perp}$$

$$m_{\perp}(n) = m_{\perp} = 1 + \pi N_{0} [(1 + w_{0})\beta_{\perp} + (1 - \omega_{0})\beta_{\perp}].$$
 (2)

Эдесь $N_n - концентрация частиц, в и 1/2 (<math>\mathfrak{F}_{xx} + \mathfrak{F}_{yy}$) продольная и поперечная поляризуемости частицы. n - угол между направлением ориентации и направлением распространения волны <math>n; $w_n = \cos^2 \vartheta$, среднее значение квадрата косинуса угла ϑ_e между осью z, фиксированной в частице, и направлением ориентации h.

В (1) предполагается, что направление орнентации одно и то же по всему слою. Направление орнентации может изменяться в слое в зависимости от изменяющихся факторов, определяющих орнентацию, — магнитного поля, газового или светового потоков. Слой с изменяющимся направлением орнентации аффективно можно заменить на два слоя, каждый со своим изправлением орнентации h_1 и h_2 . Обозначим угол между плоскостями (nh_1) и (nh_2) через . Неполяризованное излучение, пройдя первый слой, приобретает линейную поляризацию $Q^{(1)} = (1 \ 2) I_1 (e^{-\frac{n(1)}{2}} - e^{-\frac{n(1)}{2}})$. Относительно осей координат, связанных с h_3 , излучение, падающее на второй слой, имеет следующие параметры Стокса:

$$I^{(1)} = \frac{1}{2} I_0 \left(e^{-\frac{e^{(1)}}{1}} + e^{-\frac{e^{(1)}}{1}} \right); \qquad Q^{(1)} = \frac{1}{2} I_0 \left(e^{-\frac{e^{(1)}}{1}} - e^{-\frac{e^{(1)}}{1}} \right) \cos 2\gamma; \qquad (3)$$
$$U^{(1)} = \frac{1}{2} I_0 \left(e^{-\frac{e^{(1)}}{1}} - e^{-\frac{e^{(1)}}{1}} \right) \sin 2\gamma; \qquad V^{(1)} = 0.$$

После прохождения второго слоя имеем:

$$I^{(2)} = \frac{1}{4} I_{\mu} \left(e^{-\tau_{\mu}^{(1)}} + e^{-\tau_{\mu}^{(2)}} \right) \left(e^{-\tau_{\mu}^{(2)}} + e^{-\tau_{\mu}^{(2)}} \right) +$$

$$+ \frac{1}{4} I_{\mu} \left(e^{-\tau_{\mu}^{(1)}} - e^{-\tau_{\mu}^{(2)}} \right) \left(e^{-\tau_{\mu}^{(2)}} - e^{-\tau_{\mu}^{(2)}} \right) \cos 2\tau;$$

$$Q^{(2)} = \frac{1}{4} I_{\mu} \left(e^{-\tau_{\mu}^{(1)}} + e^{-\tau_{\mu}^{(1)}} \right) \left(e^{-\tau_{\mu}^{(2)}} - e^{-\tau_{\mu}^{(2)}} \right) +$$

$$+ \frac{1}{4} I_{0} \left(e^{-\tau_{\mu}^{(1)}} - e^{-\tau_{\mu}^{(2)}} \right) \left(e^{-\tau_{\mu}^{(2)}} + e^{-\tau_{\mu}^{(2)}} \right) \cos 2\tau;$$
(4)

$$U^{(2)} = \frac{1}{2} I_{0} \left(e^{-\tau_{1}^{(1)}} - e^{-\tau_{1}^{(1)}} \right) \sin 2\varphi \cos \Phi^{(2)} e^{-1/2(\tau_{1}^{(2)} + \tau_{1}^{(2)})};$$

$$U^{(2)} = -\frac{1}{2\tau_{1}} I_{0} \left(e^{-\tau_{1}^{(1)}} - e^{-\tau_{1}^{(1)}} \right) \sin 2\varphi \sin \Phi^{(2)} e^{-1/2(\tau_{1}^{(2)} + \tau_{1}^{(2)})}.$$
(4)

Здесь $\Phi_1^{(2)} = \Phi_1^{(2)} - \Phi_2^{(2)} - p$ азность фаз воли во втором слое, приво дящая к вллиптической поляризации результирующей волны. Максимальное значение круговая поляризация будеть иметь, когда плоскости (nh_1) и (nh_2) составляют между собой угол 45°. Для сильно поглощающих частиц типа графитовых [16, 17], lm(m) = Re(m), т. е. разность фаз Φ и разность оптических толщин ($\tau - \tau_1$) могуть иметь одинаковый порядок величины. Если разность фаз $\Phi_{(2)}^{(2)}$, а также величины $\frac{1}{2} | \tau_1^{(1)} - \tau_1^{(1)} | \ll 1, \frac{1}{2} | \tau_1^{(2)} - \tau_1^{(2)} | \ll 1,$ то для степени кругоной поляризации $p_{\mu} = V/I$ получаем выражение

$$p_{V} = \frac{V}{I} = \frac{1}{2} \left(\tau^{(1)} - \tau^{(1)}_{V} \right) \left(\Phi^{(2)}_{V} - \Phi^{(1)}_{V} \right) \sin 2\varphi.$$
 (5)

Для случая малых орнентированных частиц, используя (3), получим

$$p_{\nu} = \frac{1}{4} \left(\tau_{\pm}^{(0)} - \tau_{\pm}^{(0)} \right) \left(\tau_{\pm}^{(2)} - \tau_{\pm}^{(2)} \right) \frac{\operatorname{Re} \left(\beta_{\pm} - \beta_{\pm} \right)}{\operatorname{Im} \left(\beta_{\pm} - \beta_{\pm} \right)} \sin 2 \varphi.$$
(6)

Для эллипсоидов из графита отношение Re $(\beta_4 - \beta_4)/Im(\beta_4 - \beta_4)$ при вытянутости или сплюснутости в два раза соответственно равно 1.57 и 2.23 при i = 1 мкм и равно 3 и 4.04 при i = 2.2 мкм.

Таким образом, максимально возможное значение степени круговой поляризации приблизительно равно квадрату линейной поляризации $p_{i} \approx p_{i}^{2}$. Эта величина в случае IRC+10216 достигает при $p_{i} = 21^{\circ}/_{0}$ (на $\lambda = 0.9$ мкм) значения $p_{i} \approx 4.5^{\circ}/_{0}$. Обнаружение круговой поляризации для данного объекта, во-первых, явилось бы подтверждением правильности обсуждаемого механизма, обуславливающего наблюдаемую линейную поляризацию, и, во-вторых, позволило бы оценить степень неоднородности ориептации в оболочке.

Если центральный источник излучения окружен оптически толстой для видимого света пылевой оболочкой, то значительная доля линейно поляризованного излучения на / < 1 мкм возникает при прохождении его прямо на наблюдателя через ориентированную среду с (тоборателя) = 0.4. Согласно развиваемым моделям IRC+10216 (см. [8, 13]) в инфракрасном диапазоне (в з. висимусти от длины волны) пылевая оболочка может быть оптически тонкой. В этом диалазоне воли поляризация излучения частично обусловлена прохождением в ориентированной среде и частично возникает в результате рассеяния на оптически тонкой оболочке. В области длин воли от 2 до 1 мкм кривые степени поляризации хорошо соответствуют зависимости от 4 сечения экстинкции света на графитовых пылинках с радиусом $a \approx 0.1 \text{ мкм}$ [16].

3. Возможные механизмы ориентации частиц в пылевой оболочке IRC + 10216. Рассмотренню общей теории и различных механизмов ориентации пылевых частиц посвящены работы [18, 19]. В настоящее время предложено три механизма ориентации частиц в космических условиях. При обсуждении этих механизмов будем принимать во внимание, что, как следует из наблюдений [13], вблизи центрального источника излучения IRC + 10216 имеются две оболочки — внутренняя с температурой $T_d \approx 370$ К. Фотосферная температура ввезди 1200—1800 К, а концентрация пыли и газа спадают как r^{-2} .

3.1. Механизм парамагнитной релаксации (механизм Даписа—Гринстейна [20]). Пылинка, находящаяся в магнитном поле В, приобретает магнитный момент $\mu_B = V/B$, где V-объем пылинки, а I = I' + + iI' — магнитная проинцаемость вещества пылинки. Характерное время орнентации $t_B \sim J(VI''B^2)^{-1}$, где J - угловой момент пылинки. Обычно принимают, что вращательная энергия пылинки равна тепловой, то есть $J/2I = (3'2) kT (I = ma^{-1} - момент инерции пылинки с массой$ $и и характерным размером a¹. Из этого условия находим <math>J = 4 \cdot 10^{-18} \times x a^{5\pi} T^{1\pi}$ эрг с. Во исех оценках здесь и далее полагаем a и мкм, T - в градусах, B - в гаусах; плотность нешества пылинки с [17] $Z'' \approx (10^{-10} - 10^{-11}) \Omega/T_d$, где $\Omega -$ частота вращения пылинки ($\Omega \approx J/T_d$), T_d — температура пылинки. В результате получаем

$$t_B \simeq (10^2 - 10^4) T_d a^2 / B^2$$
 секунд. (7)

Эдесь и в дальнейшем (при рассмотрении других механизмов) будем оценивать времена ориентации для двух случаев локализации областей, ответственных за поляризацию, — в оболочке, на расстояниях значительно больших раднуса звезды ($r = R_s$), и вблизи фотосферы ($r = R_s$); при этом считаем $K_s \approx 10^{13}$ см.

Для механнэма парамагнитной релаксации в обоих случаях

$$t_B \approx (10^3 + 10^3)/B^2$$
 секунд. (8)

3.2. Ориентация световым давлением. Время ориентации при атом механизме определяется по формуле

$$t_{r} \approx 10 / (La^{2} Q_{r})^{-1} cr^{2}, \qquad (9)$$

где L – снетимость центрального источника, Q_{\star} – фактор эффективности рассеяния. Полагая $l = 10^{34}$ эрг/с, $Q_{\star} = 1, i = 0.9$ мкм и a = 0.1 мкм, получим для двух случаев: $t_{\star} \approx 1$ с (при $r = R_{\mu}$) и $t_{\star} = 10^{4}$ с (при $r = 100~R_{\star}$). Следуст заметить, что оценки по формуле (9) соответствук т идеальным условиям, при которых все ориентируемые световым давлением пылинки обладают спирали равен длине колим. Для реальных условий, по-видимому, следует в формулу (9) ввести некоторый коэффициент, увеличивающий оценки времени ориентации в 10–100 раз. Итак, времена ориентации снетоным давлением составляют $\sim 10-12^{2}$ с (для $r \approx R_{\mu}$) и -10^{4} с (для $r \gg K_{\star}$).

3.3. Ориснтация газовыми потоками. Теория ориентации частиц пыли газовыми потоками [18] с концентрацией газа м и скоростью потока относительно пылинок V_{итя} приводит к следующей оценке времени ориентации I_v:

$$I_{g} \approx \int^{2} \left(n_{g} m_{g} V_{\text{urg.}}^{3} a^{4} \right)^{-1} \approx 10^{20} a T \left(n_{g} V_{\text{urg.}}^{3} \right)^{-1}.$$
(10)

где m_{π} масса молекулы газа (-10^{-11} г). При концентрации газа вблизи фотосферы $n = 10^{14}$ см⁻¹ и относительной скорости $10^4 - 10^3$ см с [19], время ориентации газовым потоком $n \approx 10 - 10^4$ с. Соответственно, идали от знезды, при $n_{\pi} = 10^{10}$ см⁻³, $t_{\pi} \approx 10^3 - 10^5$ с.

Формула (10) может быть использонана также для оценки иремени дезориентации тепловым движением газа, если под n_s и V_{orm} понимать плотность и тепловую скорость газа. Мы видим, что премя дезориентации при $u_s \simeq 10^{14}$ см⁻¹ и $V_{rens.} \simeq 10^3$ см с будет порядка 1 с. Вдали от звезды при $n_s \simeq 10^{10}$ см⁻³ время дезориентации равно $10^3 - 10^3$ с.

Из сравнения времен ориентации при разных механизмах с временами дезориентации тепловым движением газа следует, что ни ориентация световым давлением, ни ориентация газовым потоком не могут быть приняты, так как инерционность процессов выстраивания пылинок оказывается соизмеримой или даже превосходит инерционность дезориентирующего фактора.

В случае ориентации механизмом парамагнитной релаксации сравнение *4* в с временами дезориентации в фотосфере и в оболочке приводит к

306

значениям магнитных полей $B \gtrsim 35^3$ Гс нблизи фотосферы н $B \gtrsim (1 - 10)$ Гс при $r \gg R_r$. В последнем случае экстраполяция магнитного поля по дипольному закону приводит на поверхности знезды к значениям $10^6 - 10^5$ Гс, что представляется малонероятным.

Таким образом, наиболее вероятным механизмом ориентации пылевых частиц, определяющим наблюдаемую поляризацию в случае IRC+10216, является парамагнитная релаксация непосредственно в околозвездных (прифотосферных) слоях оболочки.

4. Переменность поляризации. В рамках рассматриваемой модели IRC + 10216 наиболее вероятной причиной наблюдаемых периодических изменений степени поляризации при сохранении позиционного угла являются изменения размеров пылевых частиц. Как следует из [16] рассеяние и поглощение для графитовых частиц разных размеров различны и зависят от длины волны. Даже небольшого уменьшения размеров пылинок (на 15-20%) достаточно, чтобы эффективное сечение рассеяния уменьшилось почти в 2 раза при $>i_{\rm мp.}$, что вполне объясияет наблюдаемое падение поляризации объекта на фазах максимального блеска, причем ход p(i) не должен меняться.

Из рис. 2 следует, что p(t) во всем рассмотренном интершале длин воли для двух фазовых интервалов различаются. В области t < 0.9 мкм кривые 1 и 2 подобны; поэтому кривая 2, в соответствии с [16] свидетельствует о прохождении света через среду ориентированных частиц с размером, несколько меньшим 0.1 мкм (~ 0.07—0.08 мкм). В области > 0.9 мкм поляризованное излучение можно представить в виде суммы двух компонент: а) практически не меняющейся с t компонентой (~ 18%); она соответствует аналогичному поведению сечения вкстинкции на пылинках с $a \approx 0.1$ мкм, 6) компоненты с $p(h) \sim t^{-1} \div t^{-1}$ (по величине составляющей ~ 5—6%); она определяется прохождением света через среду выстроенных частиц с размерами, близкими к релеевским.

Кривая 2 по сравнению с кривой 1 соответствует изменению температуры фотосферы на 100—200°. При $\approx 10^{14}$ см⁻³, как показано в [21], при температуре ~ 1800 К существует плато на фазовой диаграмме конленсации графитовых частиц в фотосфере углеродной звезды. В области плато даже малые изменения температуры приводят к резко различающимся состояниям пыли в фотосфере. Представляется вполне вероятным, что в фазах блеска, соответствующих кривой 1, функция распределения частиц пыли до размерам имеет максимум вблизи $a \approx 0.1$ мкм при пренеброжимо малом количестве частиц, близких по размерам к релеевским. В период максимума блеска (кривая 2) повышение температуры приводит к изменсиню функции распределения пылевых частиц таким образом, что доля релеевских частиц становится заметной, хотя средний размер наменяется незначительно (примерно на 15-20%). Это, по-видимому, и объясняет различие форм кривых 1 и 2.

Заключение. Анализ поляризационных наблюдений IRC+10216 показал, что для объяснения большой поляризации объекта необходима выстроенность частиц в оболочке, через которую к наблюдателю проходит изначально неполяризованное излучение от звезды. Из рассмотренных механизмов ориентации парамагнитная релаксация вблизи фотосферы при сравнительно больших полях ($B \ge 35^3$ Гс) является нанболее очевидной с точки зрения скорости выстраивания частиц по сравнению с дезориентирующим фактором теплового движения газа. Подтверждение наличия магинтного поля могут дать наблюдения циркулярной поляризации, которая по нашим оценкам может достигать 3-4% в случае IRC+10216.

Периодическая переменность степени поляризации объекта является результатом изменения размеров пылинок при их частичном испарении а фазах максимального блеска объекта.

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Ленинградский государственный университет

INTRINSIC POLARIZATION OF RADIATION OF THE INFRARED CARBON STAR IRC + 10216 (CW LEO)

N. A. SILANT'EV, G. V. KHOZOV

It is shown that large polarization $(18-25^{\circ})_0$ at $\lambda < 0.9 \ (m)$ of IRC + 10216 may be produced by scattering of the starlight by aligned particles in the circumstellar environment. Three mechanisms of alignment due to paramagnetic relaxation radiative pressure and gas outflow are considered. The paramagnetic relaxation in the case of stellar magnetic fields higher than 35³ gauss is the most probable mechanism considering the time of alignment of particles with desorientation by thermal gas.

Cyclic variability of the degree of polarization is explained by changes in sizes of particles while they are partly evaporated during the star's maximum light phases.

308

ЛИТЕРАТУРА

- 1. S. J. Shawl, B. H. Zellner, Ap. J., 162, L19, 1970.
- 2. В. А. Домбровский, Г. В. Ховов, Астрофизиив, 8, 5, 1972.
- 3. Г. В. Хозов, Астрон. цирк., № 709, 1972.
- 4. Г. В. Холов, Т. Н. Худякова, Л. В. Ларионова, Труды АО ЛГУ, 31, 123, 1975.
- 5. Г. В. Холов, Т. Н. Хулякова, С. Н. Никитин, Труды АО ЛГУ, 32, 61, 1976.
- Г. В. Холов, Т. Н. Худякова, Л. В. Ларионова, В. М. Ларионов, Труды АО ЛГУ, 33, 26, 1977.
- Г. В. Холов, Т. Н. Худякова, В. М. Ларионов, Л. В. Ларионова, Труды АО ЛГУ, 34, 68, 1978.
- E. E. Becklin, J. A. Frogel, A. R. Hyland, J. Kristian, G. Neugebauer, Ap. J., 158, L133, 1969.
- 9. H. M. Dyck, F. F. Forbes, S. J. Shawl, A J., 76, 901, 1971.
- 10. R. W. Cappe, H. M. Dyck, Ap. J., 175, 693, 1972.
- 11. А. З. Долгинов, Н. А. Силентьсв, Астрон. ж., 51, 489, 1974.
- 12. Н. М. Шаховской, Астрон. ж., 40, 1055, 1963.
- R. I. Toomba, E. E. Becklin, J. A. Fragel, S. K. Low, F. C. Porter, J. A. Westphal, Ap. J. 173, L71, 1972.
- 14. А. З. Долинов, Н. А. Силанться, ЖЭТФ, 62, 100, 1972.
- 15. A. Z. Dolginov, N. A. Silant'ev, Astrophys. Space Sci., 43, 337 1976.
- I. Bergeat, I. Lefevro, R. Kandol, M. Lunel, F. Sibille, Astron. Astrophys., 52, 245, 1976.
- 17. М. Гринберт, Межавсядная пыль, Мир. М., 1970.
- 18. A. Z. Dolginov, I. G. Mytrophanov, Astrophys. Space Sci., 43, 257, 1976.
- 19. А. З. Долинов, И. Г. Митрофанов, Астрон. ж., 54, 1259, 1977.
- 20. L. J. Davies, J. L. Greenstein, Ap. 1., 114, 206, 1951.
- 21. E. E. Salpeter, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 15, 1977.
- 22. 10, H. FNEAUN, A. J. AO.12UNOS, H. A. CU.IANTEES, ACTOON. M., 49, 689, 1972,