

УДК: 524.57—655

ПОГЛОЩЕНИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА ПЫЛЬЮ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ: МЕЖЗВЕЗДНАЯ ЛИНЕЙНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ

Н. В. ВОЦИННИКОВ, А. Е. ИЛЬИН, В. Б. ИЛЬИН

Поступила 18 июня 1985

Принята к печати 18 февраля 1986

В рамках модели двуслойных («астрономический силикат» — загрязненный лед) цилиндрических пылинок, ориентированных под действием механизма Дависа—Гринштейна, рассчитаны кривые межзвездной линейной поляризации $P(\lambda)$. Найдено, что величина λ_{\max} — длина волны, на которой поляризация достигает максимума, определяется прежде всего размером пылевых частиц, а отношение $P_{\max}/E(B-V)$ в сильной мере зависит от степени и направления ориентации пылинок. Значения W — полуширины нормированной кривой поляризации слабо меняются при вариациях всех параметров задачи.

1. *Введение.* Как известно, явление межзвездной линейной поляризации связано с линейным дихроизмом межзвездной среды, обусловленным присутствием в ней несферических ориентированных пылинок. Зависимость степени поляризации от длины волны $P(\lambda)$, полученная для некоторых звезд в диапазоне $0.3 \div 2.2$ мкм, достаточно хорошо описывается эмпирической зависимостью, предложенной Серковским (см., например, [1]),

$$P(\lambda)/P_{\max} = \exp[-K]n^2(\lambda_{\max}/\lambda), \quad (1)$$

где P_{\max} — максимальная степень поляризации, λ_{\max} — длина волны, ей соответствующая. Величина P_{\max} определяется лучевой концентрацией, химическим составом, размерами, формой, степенью и направлением ориентации пылевых частиц. Отношение P_{\max} к избытку цвета звезды (чаще всего к $E(B-V)$) используют как характеристику поляризующей способности межзвездной среды в данном направлении. Из анализа наблюдательных данных для нескольких сотен звезд найдено [1], что

$$P_{\max}/E(B-V) \lesssim 9\%. \quad (2)$$

Значение λ_{\max} для большинства звезд заключено в пределах от 0.5 до 0.6 мкм, хотя есть звезды, для которых $\lambda_{\max} \approx 0.8$ мкм. Из наблюдений выведено соотношение между λ_{\max} и величиной R_V — отношением полного поглощения к селективному ($R_V \approx 5.6 \lambda_{\max}$). Считается, что оба параметра зависят лишь от размера межзвездных пылинок [1, 2]. Коэффициент K , являющийся мерой ширины кривой $P(\lambda)$, обычно полагался равным 1.15 [1], либо искался для каждой звезды в отдельности, причем Уилкинг и др. [3] нашли, что $K \approx 1.7 \lambda_{\max}$. Однако в работе [4] было показано, что вид зависимости между K и λ_{\max} определяется числом и положением фильтров, выбранных для измерения $P(\lambda)$. Там же было отмечено, что особенности выбора длин волн для измерения $P(\lambda)$ мало влияют на точность определения величины λ_{\max} , что указывалось и раньше при сравнении данных, полученных на различных телескопах [1].

Помимо степени межзвездная линейная поляризация характеризуется направлением преимущественных колебаний электрического вектора проходящего излучения. Считается, что это направление достаточно хорошо соответствует направлению компонента межзвездного магнитного поля, перпендикулярного лучу зрения, B_{\perp} . Это подтверждается и данными о поляризации синхротронного излучения [5]. Отметим, что связь между направлениями линейной поляризации и магнитных полей активно используется для выяснения структуры последних (а точнее распределения B_{\perp} , см., например, [6]).

Интерпретация наблюдений межзвездной линейной поляризации проводилась неоднократно (см. обсуждение в [7, 8]). При этом зависимость $P(\lambda)$, как правило, рассчитывалась для модели цилиндрических пылинок, хотя были попытки найти изменения величины λ_{\max} , используя сферические частицы (см., например, [9]). В настоящее время наиболее близкой к реальности, по-видимому, следует признать модель двуслойных (состоящих из ядра и оболочки) частично ориентированных цилиндрических частиц, рассмотренную Хонгом и Гринбергом [10] и Ааннстадом и Гринбергом [11]. Однако в этих работах авторы ограничились лишь единичными расчетами, не пытаясь установить детальную связь между наблюдаемыми величинами и параметрами модели.

Данная работа посвящена обсуждению кривых межзвездной линейной поляризации и является продолжением работы [12], в которой приведены результаты расчетов кривых межзвездного поглощения. В [12] подробно описана процедура выбора модели пылинок и ее параметров; технические детали расчетов содержатся в работе [13].

2. Основные соотношения. Кратко резюмируем сведения об использованной нами модели межзвездных пылинок. Рассматривается прохождение

неполяризованного излучения звезды через газо-пылевое облако, направление магнитного поля в котором составляет угол Ω с лучом зрения. Облако заполнено двуслойными цилиндрическими пылинками, ориентированными под действием механизма парамагнитной релаксации (механизм Дэвиса—Гринштейна; ДГ-ориентация). Считается, что ансамбль пылевых частиц имеет один и тот же радиус ядра a_c и экспоненциальное распределение оболочек по радиусам (a_0 — параметр функции распределения)

$$n(a) \sim \exp[-5[(a - a_c)/a_0]^2]. \quad (3)$$

После прохождения через облако, степень линейной поляризации излучения на длине волны λ составляет

$$P(\lambda) = N_d \langle C_p \rangle_\lambda 100\%, \quad (4)$$

где N_d — лучевая концентрация пыли и $\langle C_p \rangle_\lambda$ — сечение линейной поляризации. Скобки означают усреднение по размерам и всем ориентациям вращающейся пылинки. Для ансамбля двуслойных цилиндрических частиц с неполной ДГ-ориентацией выражение для $\langle C_p \rangle_\lambda$ записывается следующим образом [13]:

$$\langle C_p \rangle_\lambda = 4e \frac{2}{\pi^2} \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} a^2 Q_p(m_1(\lambda), m_2(\lambda), x_c, x, a) \times \\ \times f(\beta, a) n(a) \left(\frac{2 \sin^2 \beta \sin^2 \omega}{\sin^2 \theta} - 1 \right) \left(\frac{2 \cos^2 \varphi \cos^2 \theta}{1 - \cos^2 \varphi \sin^2 \theta} - 1 \right) d\varphi d\omega d\beta da, \quad (5)$$

где $e = L/a$ ($2L$ — длина цилиндрической частицы), a_{\min} и a_{\max} — минимальное и максимальное значение a ; $x_c = 2\pi a_c/\lambda$, $x = 2\pi a/\lambda$, $m_1(\lambda)$ и $m_2(\lambda)$ — комплексные показатели преломления вещества ядра и оболочки соответственно, $\pi/2 - \chi$ — угол между направлением падающего излучения и осью цилиндра, β — угол раскрытия конуса, который описывает вектор углового момента пылинки \vec{J} около вектора \vec{B} ; φ — угол вращения, ω — угол прецессии, θ — угол между направлением распространения излучения и вектором \vec{J} . Обозначения углов приведены на рис. 1 в [13]; там же даются и связывающие их соотношения. Фактор эффективности поляризации для неполяризованного падающего излучения записывается следующим образом: $Q_p = (Q_{\text{ext}}^E - Q_{\text{ext}}^H)/2$, где Q_{ext}^E и Q_{ext}^H — факторы эффективности ослабления для двух случаев поляризации падающего излучения [13]. Для механизма ДГ-ори-

ентации функция распределения направлений \vec{J} зависит от параметра ориентации ξ , определяемого величиной δ_0 ,

$$\delta_0 = 8.28 \cdot 10^{23} \frac{\chi B^2}{n_H T_g^{1/2} T_d} \text{ мкм}, \quad (6)$$

где B — напряженность магнитного поля, n_H и T_g — концентрация и температура газа, T_d — температура пыли. Значения этих величин принимались равными средним значениям для диффузных облаков: $\chi = 2.5 \cdot 10^{-12}$, $B = 3$ мкГс, $n_H = 1 \text{ см}^{-3}$, $T_g = 100 \text{ К}$, $T_d = 10 \text{ К}$.

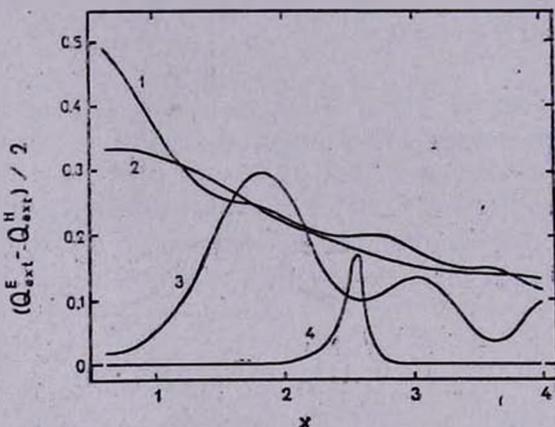


Рис. 1. Факторы эффективности линейной поляризации для неполяризованного падающего излучения $Q_p = (Q_{\text{ext}}^E - Q_{\text{ext}}^H)/2$ для двуслойных цилиндрических частиц с показателями преломления ядра $m_1 = 1.72 - 0.29i$ и оболочки $m_2 = 1.31 - 0.01i$, $x_c = 0.6$ ($1 - \alpha = 0^\circ$, $2 - \alpha = 30^\circ$, $3 - \alpha = 60^\circ$, $4 - \alpha = 85^\circ$).

В качестве вещества ядра мы выбрали «астрономический силикат» (астросил), предложенный Дрэйном и Ли [14], а оболочку пылинки считали состоящей из загрязненного льда.

Зависимость факторов эффективности поляризации Q_p от x для двуслойных цилиндров с показателями преломления, характерными для астросила и загрязненного льда в области около $\lambda = 0.55$ мкм, нанесена на рис. 1 для $x_c = 0.6$ и различных углов падения излучения α .

3. *Результаты расчетов и обсуждение.* В рамках рассмотренной выше модели мы провели расчеты кривых межзвездной линейной поляризации $P(\lambda)$ от ближней ультрафиолетовой (УФ) до ближней инфракрасной (ИК) области спектра. По вычисленным кривым $P(\lambda)$ определялись зна-

чения λ_{\max} и $P_{\max} = P(\lambda_{\max})$, затем находилась нормированная кривая $P^{(n)}(\lambda^{-1}) = P(\lambda^{-1})/P_{\max}$ и вычислялась полуширина этой кривой, умноженная на λ_{\max} ,

$$W = \lambda_{\max} \cdot (\lambda_{-}^{-1} - \lambda_{+}^{-1}). \quad (7)$$

В формуле (7) $\lambda_{-} < \lambda_{\max} < \lambda_{+}$ и $P^{(n)}(\lambda_{-}^{-1}) = P^{(n)}(\lambda_{+}^{-1}) = 0.5$. Выбор числа узлов при гауссовом интегрировании по a и углам β , ω и φ в формуле (5) проводился в соответствии с рекомендациями, приведенными в работе [13], причем для углов $\Omega < 45^\circ$ вычисления проводились с шагом $\Delta\alpha = 3^\circ$. Укажем попутно, что отказ от интегрирования по углу ω , проведенный в работе [11], существенно искажает форму кривой $P(\lambda)$. Поэтому выполненные в [11] расчеты W и λ_{\max} верны лишь для случая полной ДГ-ориентации.

На рис. 2 нанесены нормированные кривые межзвездной линейной поляризации, рассчитанные нами для угла $\Omega = 90^\circ$ (магнитное поле перпендикулярно лучу зрения). Нетрудно видеть, что максимум кривых $P^{(n)}(\lambda^{-1})$ смещается в красную область спектра с ростом как параметра a_0 , так и радиуса ядра пылинок a_c . В обоих случаях это обусловлено возрастанием среднего радиуса частиц (см., например, формулу (7) в [12]). Рост степени ориентации, увеличивающий вклад в поляризацию частиц больших размеров, ведет к аналогичному, но не столь заметному смещению λ_{\max} в длинноволновую часть спектра (см. рис. 2с). Сделанные выше выводы подтверждаются и данными из табл. 1, в которой приведены значения λ_{\max} для $a_0 = 0.2 - 0.5$ мкм при неполной (IDG) и полной (PDG) ДГ-ориентации. Из этой таблицы и из рис. 3, на котором нанесена зависимость λ_{\max} от параметра δ_0 , следует, что увеличение степени ориентации пылинок во всех случаях сопровождается небольшим ростом λ_{\max} . Из табл. 1 вытекает также, что существует лишь слабая зависимость λ_{\max} от Ω . Характер этой зависимости можно установить из рассмотрения рис. 1: с ростом Ω увеличивается вклад частиц с большими значениями a , для которых максимум кривых $Q_p(x)$ смещается в голубую часть спектра при фиксированном значении \bar{a} . Отметим, что значения λ_{\max} , приведенные в табл. 1, близки к средним наблюдаемым [1], однако для звезд с $\lambda_{\max} \approx \approx 0.8$ мкм, по-видимому, следует использовать модель с большими средними размерами частиц. Рис. 3 и табл. 1 позволяют также сделать вывод, что, например, небольшие изменения λ_{\max} с галактической долготой, замеченные Уайттетом [15], можно объяснить, варьируя лишь степень и направление ориентации пылинок. При этом, однако, не следует забывать о том, что обсуждаемая модель является однооблачной, а присутствие на лу-

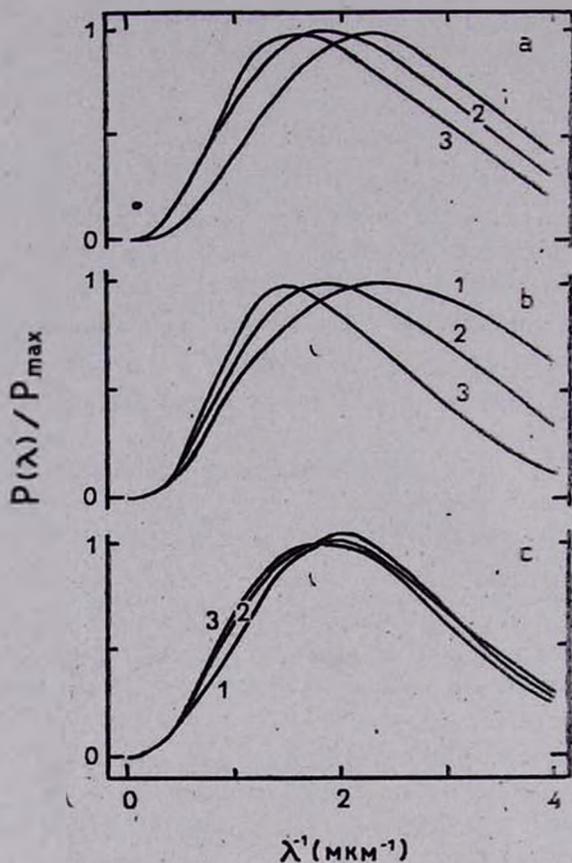


Рис. 2. Нормированные кривые межзвездной поляризации для ансамблей двухслойных цилиндрических пылинок, (а) $\alpha_c = 0.05$ мкм, $\beta_0 = 0.186$ мкм, $\Omega = 90^\circ$ ($1 - a_0 = 0.2$ мкм, $2 - a_0 = 0.3$ мкм, $3 - a_0 = 0.4$ мкм); (б) $a_0 = 0.3$ мкм, $\beta_0 = 0.186$ мкм, $\Omega = 90^\circ$ ($1 - a_c = 0.03$ мкм, $2 - a_c = 0.05$ мкм, $3 - a_c = 0.07$ мкм); (с) $a_0 = 0.05$ мкм, $a_0 = 0.3$ мкм, $\Omega = 90^\circ$ ($1 - \beta_0 = 0.019$ мкм, $2 - \beta_0 = 0.186$ мкм, $3 - \beta_0 = 1.86$ мкм).

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ λ_{\max} (В мкм) ДЛЯ ПЫЛИНОК С НЕПОЛНОЙ (IDG, $\beta_0 = 0.186$ мкм) И ПОЛНОЙ (PDG) ДГ-ОРИЕНТАЦИЕЙ

α_0 (мкм)	0.2		0.3		0.4		0.5	
	IDG	PDG	IDG	PDG	IDG	PDG	IDG	PDG
30°	0.492	0.811	0.558	0.739	0.646	0.743	—	—
60°	0.451	0.581	0.546	0.615	0.620	0.728	0.711	0.800
90°	0.452	0.455	0.534	0.566	0.615	0.678	0.704	0.751

че зрения нескольких облаков с различной ориентацией магнитного поля. В них может сказаться на наблюдаемых значениях λ_{\max} [16].

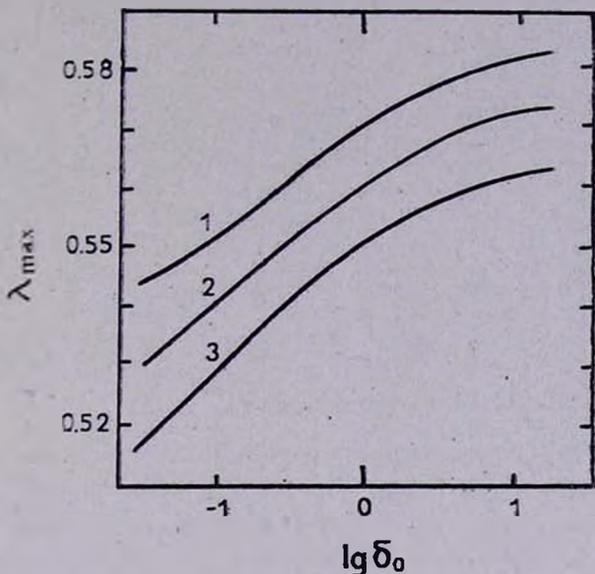


Рис. 3. Длина волны, на которой поляризация достигает максимума, $a_c = 0.05$ мкм, $a_0 = 0.3$ мкм (1— $\Omega = 30^\circ$, 2— $\Omega = 60^\circ$, 3— $\Omega = 90^\circ$).

Форма кривых $P^{(n)}(\lambda^{-1})$ и их ширина, как видно из рис. 2а и 2с, мало меняются при варьировании a_0 и δ_0 . Несколько сужается кривая $P^{(n)}(\lambda^{-1})$ при увеличении a_c (рис. 2б), но это мало сказывается на величине \mathcal{W} из-за увеличения значения λ_{\max} . Рассчитанные нами полуширины \mathcal{W} собраны в табл. 2. Из этой таблицы следует, что в рамках рассматриваемой модели \mathcal{W} меняется слабо, особенно при неполной ДГ-ориентации; поэтому ширина кривой $P(\lambda)$, вероятно, несет мало информации о физических условиях в межзвездной среде. Отметим, что величина \mathcal{W} связана с параметром K в формуле Серковского (1) соотношением

$$\mathcal{W} = \exp[(\ln 2/K)^{1/2}] - \exp[-(\ln 2/K)^{1/2}]. \quad (8)$$

В работе [3] на основе данных об ИК-поляризации 24 звезд получено, что $0.5 \lesssim K \lesssim 1.4$ (или $1.5 \lesssim \mathcal{W} \lesssim 2.9$). Однако часть звезд, изученных в [3], по-видимому, наблюдается сквозь несколько межзвездных облаков. Тогда, как показано в [16], следует ожидать уменьшения величины K , т. е. уширения кривой $P^{(n)}(\lambda^{-1})$. Укажем также, что величина K из наблюдений

определяется очень ненадежно (как правило, с ошибкой ~ 0.1), что объясняется отсутствием поляризационных наблюдений в ультрафиолете. Поэтому разумным представляется нахождение ширины кривой $P^{(n)}(\lambda^{-1})$ по уровню 0.7, а не 0.5. Величину $W_{0.7}$ можно вычислить по формуле (8), заменив 2 на $1/0.7 \approx 1.43$.

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ W ДЛЯ ПЫЛИНОК С НЕПОЛНОЙ
(IDG, $\delta_0 = 0.186$ мкм) И ПОЛНОЙ (PDG) ДГ-ОРИЕНТАЦИЕЙ

a_0 (мкм)	0.2		0.3		0.4	
	IDG	PDG	IDG	PDG	IDG	PDG
30°	1.52	2.72	1.53	2.33	1.63	2.05
60°	1.36	1.80	1.44	1.72	1.51	1.79
90°	1.26	1.12	1.40	1.27	1.43	1.39

Наиболее многообещающей для определения характеристик магнитных полей оказалась зависимость от параметров поляризующей способности межзвездной среды $P_{\max}/E(B-V)$, поведение которой показано на рис. 4—6. При ее оценках мы использовали значение показателя цвета $E(B-V)$ с учетом усреднения в фильтрах [12]. Ход зависимостей $P_{\max}/E(B-V)$ с изменением Ω и δ_0 (рис. 4, 5) практически целиком определяется величиной P_{\max} , тогда как $E(B-V)$ почти не меняется при неполной ДГ-ориентации (см. рис. 4 в [12]). Немонотонная зависимость поляризующей способности от a_0 (рис. 6) вызвана изменениями избытка цвета $E(B-V)$, который растет с увеличением a_0 сначала быстрее, а затем медленнее, чем P_{\max} . Таким образом, отношение $P_{\max}/E(B-V)$ в первую очередь характеризует степень и направление ориентации пылинок и в меньшей степени связано с изменением их среднего размера. Наблюдательное ограничение на величину поляризующей способности, накладываемое соотношением (2), будет выполняться при всех значениях углов Ω для $\delta_0 \lesssim 0.8$, что с учетом (6) при $T_d = 10$ К, $T_g = 100$ К и $x = 2.5 \cdot 10^{-12}$ соответствует неравенству

$$B \lesssim 6 \cdot n_H^{1/2} \text{ мкГс.} \quad (9)$$

Это ограничение всего в два раза превышает среднюю наблюдаемую величину магнитного поля при $n_H = 1 \text{ см}^{-3}$ [17]. Подобное расхождение легко устраняется, если увеличить x всего в 5 раз. Отметим, что в некоторых случаях можно ожидать возрастания x в 10—100 раз (см. обсуждение

в [12]). Рост V и величины δ_0 произойдет и когда пылевое облако попадет в один из магнитных пузырей, напряженность магнитного поля в которых

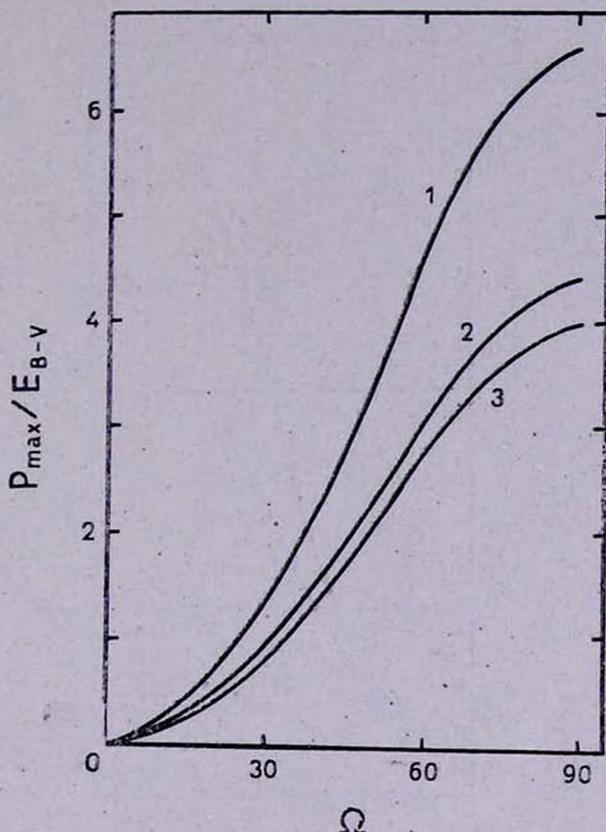


Рис. 4. Поляризующая способность межзвездной среды в данном направлении, $a_c = 0.05$ мкм, $\delta_0 = 0.186$ мкм (1— $a_0 = 0.2$ мкм, 2— $a_0 = 0.3$ мкм, 3— $a_0 = 0.4$ мкм).

может достигать ~ 10 мкГс [18]. Поэтому вывод о несостоятельности механизма ДГ-ориентации пылинок, по-видимому, преждевременен.

4. **Заключение.** Основные результаты работы можно резюмировать следующим образом:

а) В рамках модели двуслойных цилиндрических пылинок, состоящих из «астрономического силиката» и загрязненного льда, и ориентированных

под действием механизма Дэвиса—Гринштейна, рассчитаны кривые межзвездной линейной поляризации $P(\lambda)$.

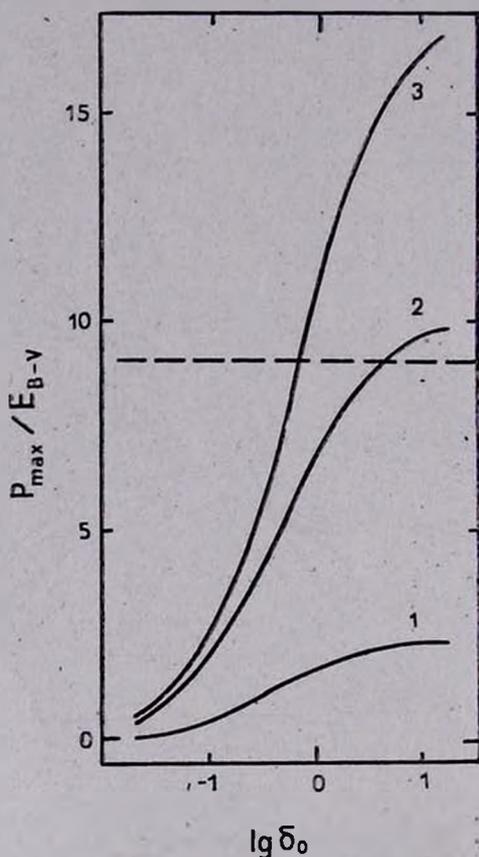


Рис. 5. То же самое, что на рис. 4 (1— $Q=30^\circ$, 2— $Q=60^\circ$, 3— $Q=90^\circ$). Пунктиром показано выведенное из наблюдений ограничение $P_{\max}/E(B-V) \leq 9\%$.

б) Изучены зависимости $P(\lambda)$, λ_{\max} — длины волны, на которой поляризация достигает максимального значения P_{\max} , W — ширины нормированной кривой поляризации и отношения $P_{\max}/E(B-V)$ от степени и направления ориентации пылинок и параметра a_0 в функции распределения пылинок по размерам.

в) Установлено, что на изменения величины λ_{\max} прежде всего влияют вариации размера пылинок, на $P_{\max}/E(B-V)$ — степени и направления

их ориентации, тогда как величина W слабо зависит от всех параметров задачи.

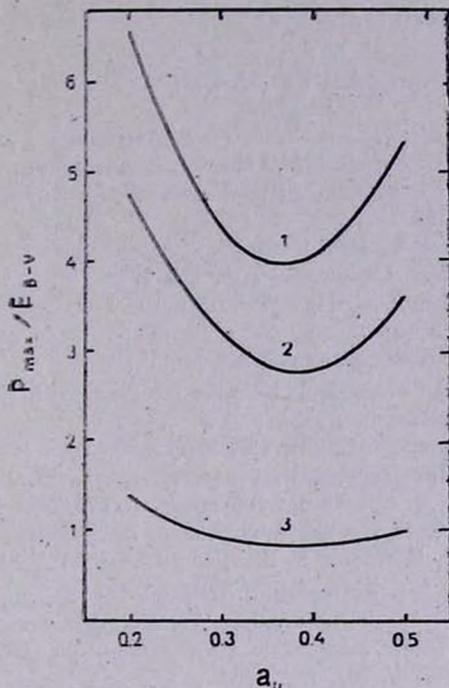


Рис. 6. То же самое, что на рис. 4 (1— $\Omega=90^\circ$, 2— $\Omega=60^\circ$, 3— $\Omega=30^\circ$).

Ленинградский государственный
университет

LIGHT EXTINCTION AND POLARIZATION BY DUST GRAINS IN THE INTERSTELLAR MEDIUM: INTERSTELLAR LINEAR POLARIZATION

N. V. VOSHCHINNIKOV, A. E. IL'IN, V. B. IL'IN

The wavelength dependence of interstellar linear polarization is computed for core-mantle (astronomical silicate — dirty ice) cylindrical grains with Davies-Greenstein alignment. The effects of variation of the grain size, the degree and the direction of grain alignment are discussed. It has been found that the wavelength of maximum polarization λ_{\max} is determined mainly by the grain size. Dependence of the

ratio $P_{\max}/E(B-V)$ on the degree and the direction of grain alignment is strong. The width of normalized polarization curve W is only slightly sensitive to the parameters.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Serkowski, D. S. Mathewson, V. L. Ford, *Astrophys. J.*, 196, 261, 1975.
2. D. C. B. Whittet, I. G. van Breda, *Astron. and Astrophys.*, 66, 57, 1978.
3. B. A. Wilking, M. J. Lebofsky, P. G. Martin, G. H. Rieke, J. C. Kemp, *Astrophys. J.*, 235, 905, 1980.
4. D. Clarke, A. Al-Roubate, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 202, 173, 1983.
5. G. L. Versniur, *Fundam. Cosmic Phys.*, 5, 113, 1979.
6. Э. Ж. Шессон, Ф. Дж. Врба, *Протозвезды и планеты*, ред. Т. Герелс, Мир, М., т. 1, 1982, стр. 214.
7. Дж. М. Гринберг, *Межзвездная пыль*, Мир, М., 1970.
8. G. V. Cagne, *Planets, Stars and Nebulae studied with photopolarimetry*, ed. T. Gehrels, Arizona, Tucson, 1974, p. 888.
9. R. S. McMillan, *Astrophys. J.*, 225, 880, 1978.
10. S. S. Hong, J. M. Greenberg, *Astron. and Astrophys.*, 88, 194, 1980.
11. P. A. Aannestad, J. M. Greenberg, *Astrophys. J.*, 272, 551, 1983.
12. Н. В. Вошинников, А. Е. Ильин, В. Б. Ильин, *Астрофизика*, 24, 307, 1986.
13. Н. В. Вошинников, А. Е. Ильин, В. Б. Ильин, *Вестн. ЛГУ*, № 15, 67, 1985.
14. B. T. Draine, H. M. Lee, *Astrophys. J.*, 285, 89, 1984.
15. D. C. B. Whittet, *Astron. and Astrophys.*, 72, 370, 1979.
16. D. Clarke, A. Al-Roubate, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 206, 729, 1984.
17. R. C. Fleck, *Astrophys. J.*, 264, 139, 1983.
18. J. P. Vallée, *Astron. and Astrophys.*, 136, 373, 1984.