

Г. А. Гурзаян

ОПЫТ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ ТУМАННОСТИ ОРИОНА

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Знание оптических и физических свойств, размеров, форм и других характеристик пылевых частиц, входящих в состав газо-пылевых диффузных туманностей, представляет значительный интерес. Получить эти сведения на основании одних колориметрических измерений невозможно. Однако в комбинации последних с поляризационными исследованиями мы сможем получить определенное представление о природе космической пыли. В этом отношении особую ценность должны представить результаты поляризационной спектрофотометрии, дающей возможность определить степень поляризации света исследуемого объекта для различных волн. Зависит ли степень поляризации от длины волны или нет — оба результата будут одинаково интересными, так как каждый из них соответствует определенным физическим условиям. Поскольку эмиссионная составляющая излучения газо-пылевых туманностей и, в частности, эмиссионные линии не должны быть поляризованы, то поставленная выше задача должна относиться только к излучению туманности в непрерывном спектре.

Насколько нам известно, в литературе нет определенных данных о существовании какой-нибудь зависимости между степенью поляризации света туманностей и длиной волны. Имеющиеся данные говорят скорее всего об отсутствии такой зависимости. Однако здесь же надо отметить, что подобные задачи до сих пор пытались решить только с помощью фильтров, которые в силу ряда обстоятельств и, в частности, большой ширины полосы пропускания, могут дать лишь ограниченные результаты. Весьма существенное

значение имеет также то обстоятельство, что в полосе пропускания фильтра могут оказаться также эмиссионные линии, доля которых в общем количестве излучения различна в разных участках спектра, и в силу этого результаты должны сильно искажаться.

Поставленную задачу лучше всего разрешить путем анализа таких спектрограмм исследуемого объекта, при получении которых свет пропускается через анализатор (поляроид). Здесь возникает одно-время существенное затруднение, заключающееся в том, что всякий диспергирующий или дифрагирующий аппарат, каким является спектрограф, сам обладает некоторой инструментальной поляризацией. Поэтому возникает дополнительная задача разработки методов для учета этого эффекта. Само собой разумеется, что какими бы совершенными ни были эти методы, сам факт инструментальной поляризации является нежелательным фактором и он не может так или иначе не повлиять на точность окончательных результатов. Тем не менее, небезинтересно будет попытаться применить спектрографы в сочетании с поляроидами для определения зависимости степени поляризации от длины волны, хотя бы для одной диффузной туманности. Нами предпринята такая попытка в отношении большой туманности Ориона. Поскольку эта попытка является первым опытом, следует полученные результаты считать сугубо предварительными.

§ 2. АППАРАТУРА И МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЙ

Для решения поставленной задачи нами использован светосильный небулярный спектрограф Бюраканской астрофизической обсерватории. В качестве анализатора был использован гераниитовый поляроид, который в виде тонкой пленки наклеен между двумя стеклянными пластинками. Диаметр поляроида — 150 мм. Исследование, проведенное в спектрофотометрической лаборатории Бюраканской обсерватории, показало хорошие качества поляроида. В частности степень поляризации света, пропущенного через этот поляроид, достаточно велика (порядка 99% для фотографических лучей).

Поляроид устанавливается с помощью специально построенного для этой цели штатива перед зеркальной щелью спектрографа, которая, как известно [1], имеет большие размеры — длина около 850 мм, а ширина может быть регулирована по желанию (об этом речь будет идти ниже). Поляроид должен быть наклонен в отношении плоскости щели так, чтобы он был перпендикулярен к падающему от исследуемого объекта свету. На рис. 1 изображена оптическая схема

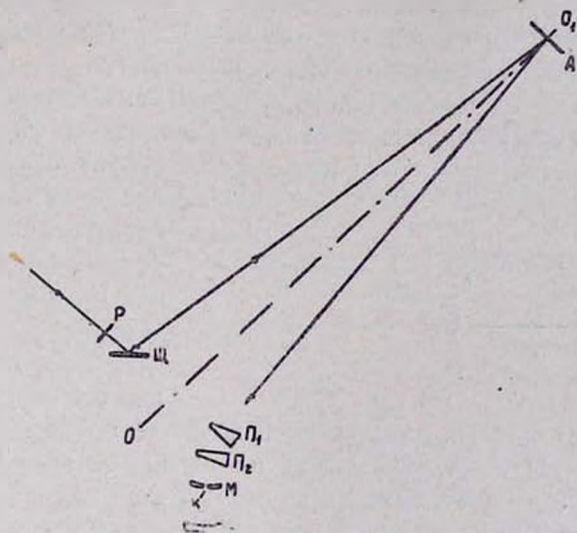


Рис. 1.

всей установки. Здесь Р — поляроид, Щ — щелевое зеркало, А — полярное зеркало, П₁ и П₂ — призмы (первая сделана из флинта, вторая — из крона), М — мениск, З — параболическое зеркало, К — кассегний трюм, ОО₁ — полярная ось.

Поляроид может вращаться вокруг оси, перпендикулярной к его плоскости. В результате меняется направление вектора преимущественных колебаний. Позиционный угол этого направления отсчитывается на специальном лимбе. Кроме того, поляроид может перемещаться параллельно щели, тем самым пропуская свет то одной, то другой части туманности.

При таком расположении поляроида полученный спектр будет разделяться на три части, причем центральная часть, в виде узкой полосы, будет соответствовать лучам, прошедшим через поляририд и спектрограф, а крайние части — лучам, прошедшим только через спектрограф. Длина щели в 850 м.м соответствует ширине спектрограммы на пластинке около 2,4 м.м. Масштаб пластинки равен 22' на одном м.м. При диаметре поляроида, равном 150 м.м, ширина спектральной полосы, созданной излучением, прошедшим через поляририд, получится равной около 0,30 м.м, что более чем достаточно для нормального фотометрирования.

Общая схема изысканного расположения поляроида и щели в горизонтальной проекции изображена на рис. 2.

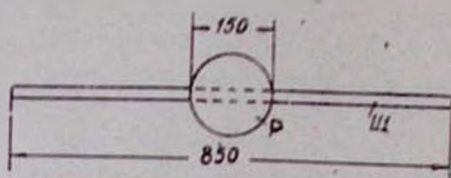


Рис. 2.

На рис. 3 изображен схематический вид спектрограмм, полученных без поляроида (а) и с поляридом (б).

Для определения степени поляри-

зации в различных длинах волны необходимо получить серию спектрограмм, состоящую по крайней мере из трех пластинок. Каждая пластинка (по одной спектрограмме) получается для определенного направления электрического вектора. В нашем случае эти направления отличаются друг от друга на 60°. Поскольку эмиссионные линии не поляризованы, а непрерывный спектр поляризован, то в идеальном случае, при отсутствии инструментальной поляризации, почернения эмиссионных линий на всех трех пластинках при одинаковой экспозиции и одинаковых атмосферных условиях должны быть одинаковыми, а почернения непрерывного спектра — различными. Приняв

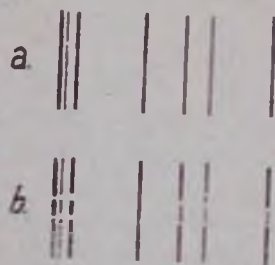


Рис. 3.

полную или центральную интенсивность какой-нибудь эмиссионной линии за стандарт (для данной пластинки) мы смогли бы исправить почернения непрерывного спектра в данной линии за эффект дифференциального атмосферного поглощения. После этого определение степени поляризации в любом участке непрерывного спектра уже не представляет труда. Но наличие инструментальной поляризации приводит к тому, что сама линия, служащая стандартом, оказывается поляризованной после прохождения всех элементов отражающей и диспергирующей системы. Это приводит к необходимости учета данного эффекта каким-нибудь способом. Ниже приводится описание этого способа.

Для большей ясности проанализируем процессы прохождения света через поляроид и отражение от щелевого зеркала. На рис. 4 приведена схема расположения поляроида (Р) и щелевого зеркала (Щ) и векторная диаграмма изучаемого явления.

Пусть интенсивность J падающего на поляроид Р света состоит из двух компонентов — поляризованной J_p и неполяризованной J_0 , т. е.:

$$J = J_p + J_0.$$

Амплитуды же колебаний соответствующих компонент обозначим через I_p и I_0 . Положение вектора I_p на плоскости, перпендикулярной направлению луча и в отношении направления электрического вектора определяется углом α . Наша задача заключается в определении величины I_p , I_0 и α для различных длин волн, после чего — степень поляризации p :

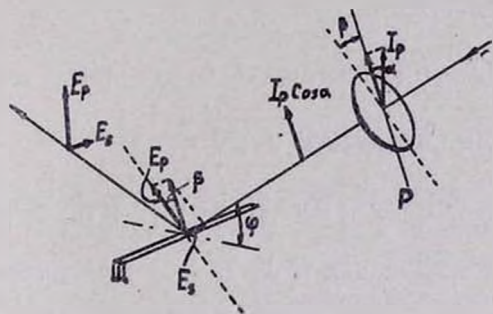


Рис. 4.

$$p = \frac{J_p}{J_0 + J_p} \quad (1)$$

Амплитуды колебаний компонент I_p и I_n после прохождения через поляризатор, будут соответственно $I_p \cos \alpha$ и $I_n \frac{1}{\sqrt{2}}$.

Эти векторы составляют некоторый угол с направлением падения на щель. Обозначим этот угол через β . Тогда амплитуды колебаний на плоскости падения E_p и перпендикулярно этой плоскости E_n для компоненты I_p соответственно будут равны:

$$E_p = I_p \cos \alpha \cos \beta, \quad E_n = I_p \cos \alpha \sin \beta.$$

Аналогичным образом имеем для компоненты I_n :

$$E_p = \frac{1}{\sqrt{2}} I_n \cos \beta, \quad E_n = \frac{1}{\sqrt{2}} I_n \sin \beta.$$

Компоненты векторов I_p и I_n от щелевого зеркала отражаются в разных пропорциях. Они определяются соотношениями:

$$R_p = 1 - R I_p \cos \alpha \cos \beta; \quad R_n = -1 - R I_p \cos \alpha \sin \beta \frac{\cos(\varphi - Z)}{\cos(\varphi + Z)} \quad (2)$$

для компоненты I_p , и

$$R_p = 1 - R \frac{1}{\sqrt{2}} I_n \cos \beta; \quad R_n = -1 - R \frac{1}{\sqrt{2}} I_n \sin \beta \frac{\cos(\varphi - Z)}{\cos(\varphi + Z)} \quad (3)$$

для компоненты I_n . В этих выражениях R есть коэффициент отражения, который представляется через показатель преломления n и показатель поглощения κ следующим образом:

$$R = \frac{n^2(1 + \kappa^2) + 1 - 2n}{n^2(1 + \kappa^2) - 1 + 2n}. \quad (4)$$

φ — есть угол падения луча в отношении плоскости падения (т. е. угол между плоскостью поляризации и плоскостью падения), Z — комплексная величина, связанная с φ и комплексной диэлектрической постоянной ϵ' соотношением:

$$\sin Z = \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\epsilon'}}.$$

Таким образом, интенсивность отраженного от зеркала Ш света при данном положении поляроида будет:

$$F_0 = J_p \cos^2 \alpha \left[\cos^2 \beta + \sin^2 \beta \frac{\cos^2(\varphi - \gamma)}{\cos^2(\varphi + \gamma)} \right] R + \frac{1}{2} J_0 \left[\cos^2 \beta + \sin^2 \beta \frac{\cos^2(\varphi - \gamma)}{\cos^2(\varphi + \gamma)} \right] R. \quad (5)$$

При повороте поляроида, например, на угол 60° , будем иметь:

$$F_{60} = J_p \cos^2(\alpha + 60) \left[\cos^2(\beta + 60) + \sin^2(\beta + 60) \frac{\cos^2(\varphi - \gamma)}{\cos^2(\varphi + \gamma)} \right] R + J_0 \frac{1}{2} \left[\cos^2(\beta + 60) + \sin^2(\beta + 60) \frac{\cos^2(\varphi - \gamma)}{\cos^2(\varphi + \gamma)} \right] R. \quad (6)$$

Аналогичное выражение можно написать и для других положений поляроида.

Таким образом, интенсивность отраженного от щели Ш луча при положении поляроида, определяющимся углом θ , имеет вид:

$$F_\theta = J_p \cos^2(\alpha + \theta) K(\beta + \theta, \varphi, \gamma, R) + J_0 \frac{1}{2} K(\beta + \theta, \varphi, \gamma, R). \quad (7)$$

Затем луч падает на полярное зеркало А и отражается от него практически перпендикулярно (под углом $89^\circ 40'$), но уже с другим коэффициентом отражения R_1 . Поэтому вид выражения (7) не будет меняться. Применяя эти рассуждения и в отношении двух призм, где происходит уже преломление с различными углами падения и выхода и с различными показателями преломления, будем иметь в итоге следующее выражение для интенсивности света, дошедшего до фотопластины:

$$F_\theta = J_p \cos^2(\alpha + \theta) K_0 + J_0 \frac{1}{2} K_0, \quad (8)$$

где

$$K_0 = K(\beta + \theta, \varphi, \varphi_1, \varphi_2, \dots, \gamma, \gamma_1, \gamma_2, \dots, R, R_1, R_2, \dots). \quad (9)$$

Приняв K_0 известным, будем иметь для трех положений поляроида, соответствующих углам θ , равным 0° , 60° и 120° :

$$\begin{aligned}
 a &= J_p K_1 \cos^2 \alpha + \frac{1}{2} K_1 J_0, \\
 b &= J_p K_2 \cos^2(\alpha + 60) + \frac{1}{2} K_2 J_0, \\
 c &= J_p K_3 \cos^2(\alpha + 120) + \frac{1}{2} K_3 J_0,
 \end{aligned} \quad (10)$$

где через a , K_1 , b , K_2 , c , K_3 обозначены соответствующие величины I_θ и K_θ для углов $\theta = 0^\circ$, $\theta = 60^\circ$ и $\theta = 120^\circ$.

Решая систему (10) относительно J_p , J_0 и α , найдем:

$$J_p = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{a}{K_1} \left(\frac{a}{K_1} - \frac{b}{K_2} \right) + \frac{b}{K_2} \left(\frac{b}{K_2} - \frac{c}{K_3} \right) + \frac{c}{K_3} \left(\frac{c}{K_3} - \frac{a}{K_1} \right)}; \quad (11)$$

$$J = J_p + J_0 = \frac{1}{3} \left(\frac{a}{K_1} + \frac{b}{K_2} + \frac{c}{K_3} \right). \quad (12)$$

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{1}{3} \frac{\frac{b}{K_2} - \frac{c}{K_3}}{\frac{b}{K_2} + \frac{c}{K_3} - 2 \frac{a}{K_1}}. \quad (13)$$

Для степени поляризации падающего на поляризатор света имеем:

$$p = \frac{2 \sqrt{\frac{a}{K_1} \left(\frac{a}{K_1} - \frac{b}{K_2} \right) + \frac{b}{K_2} \left(\frac{b}{K_2} - \frac{c}{K_3} \right) + \frac{c}{K_3} \left(\frac{c}{K_3} - \frac{a}{K_1} \right)}}{\frac{a}{K_1} + \frac{b}{K_2} + \frac{c}{K_3}}. \quad (14)$$

Величины a , b , c для различных волн нам известны из измерения трех спектрограмм. Что же касается величины K_1 , K_2 и K_3 , то они нам еще неизвестны и их необходимо определить каким-нибудь способом. О теоретическом способе их определения не может быть и речи, так как, помимо того, что этот путь весьма труден и практически почти неосуществим, в этом случае требуется знать величины всех коэффициентов отражения, преломления, главные углы падения $\bar{\varphi}$ и главные азимуты отражения $\bar{\psi}$ и т. д. всех составных

частей оптической системы для различных длин волн. Не говоря уже о практической невозможности определения этих величин, укажем лишь на нецелесообразность такой попытки по той простой причине, что в реальных условиях эксплуатации аппаратуры эти величины сами могут изменяться с течением времени.

Выход можно найти следующим образом. Можно получить новую серию спектрограмм, также состоящую из трех пластинок, в условиях, совершенно тождественных с теми, когда были получены спектрограммы исследуемого объекта, но теперь от другого источника света, в отношении которого нам точно известно, что он не поляризован. В качестве такого источника можно взять, например, какую-нибудь яркую звезду, свет от которой не обнаруживает поляризации и которая имеет зенитное расстояние, равное или мало отличающееся от зенитного расстояния исследуемого объекта. Этот способ представляет некоторое неудобство в практическом отношении, так как, помимо того, что не всегда можно найти звезду, удовлетворяющую поставленным условиям, он требует много времени. Гораздо удобнее использовать искусственный источник неполяризованного света, установленный неподвижно на высоте исследуемого объекта.

Итак, пропустив через аппаратуру неполяризованный свет, мы получим при одинаковых условиях экспозиции разные интенсивности на пластинке a_0 , b_0 , c_0 , причем разницы в этом случае возникают только по причине инструментальной поляризации. Тогда легко найдем из (10), подставляя $J_p = 0$,

$$\frac{a_0}{K_1} = \frac{b_0}{K_2} = \frac{c_0}{K_3} = \frac{J_0}{2} = \text{const.} \quad (15)$$

Подставляя отсюда значения K_1 , K_2 и K_3 в (14), (12) и (13), получим окончательно для определения степени и направления поляризации, а также для полной интенсивности падающего из исследуемого объекта света, следующие выражения:

$$p = \frac{2 \sqrt{\frac{a}{a_0} \left(\frac{a}{a_0} - \frac{b}{b_0} \right) + \frac{b}{b_0} \left(\frac{b}{b_0} - \frac{c}{c_0} \right) + \frac{c}{c_0} \left(\frac{c}{c_0} - \frac{a}{a_0} \right)}}{\frac{a}{a_0} + \frac{b}{b_0} + \frac{c}{c_0}} \quad (16)$$

$$\lg 2x = \sqrt{3} \frac{\frac{b}{b_0} - \frac{c}{c_0}}{\frac{b}{b_0} + \frac{c}{c_0} - 2 \frac{a}{a_0}} \quad (17)$$

$$J = \frac{1}{3} \left(\frac{a}{a_0} + \frac{b}{b_0} + \frac{c}{c_0} \right) \quad (18)$$

§ 3. ИНСТРУМЕНТАЛЬНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ

Как мы видели, в описанном выше методе исследования не требуется знание абсолютной величины инструментальной поляризации для различных волн. Тем не менее, изучение поляризационных свойств небулярного спектрографа представляет самостоятельный интерес, поэтому и следует специально изучить этот вопрос. Это тем более необходимо сделать, поскольку, как выяснилось впоследствии (к сожалению довольно поздно — после получения серий снимков спектра туманности Ориона с поляридом), эти свойства подвергаются изменению с течением времени в зависимости от многочисленных, порою не поддающихся учету, причин, как-то: изменение температуры и влажности воздуха, степень запыленности оптики и т. д. Условия, в которых работает наш небулярный спектрограф, в последнем отношении особенно неблагоприятны. Все это вызывает изменение физико-химического характера в тонких пленках, покрывающих зеркала, призмы и прочее, которое в свою очередь вызывает изменение оптических констант отдельных элементов системы. Если к этому прибавить еще, что эти изменения происходят для всех волн в неодинаковой степени, то необходимость изучения поляризационных свойств нашего инструмента становится более чем понятной.

Ю. Н. Липским разработаны методы исследования поляризационных свойств спектрографов с помощью двух и

трех поляроидов [2, 3]. Эти методы позволяют решить также задачу об определении истинного распределения энергии в спектре исследуемого источника поляризованного света. Поскольку мы ставим целью определить только поляризационные свойства спектрографа, то для этого достаточно воспользоваться одним поляроидом и искусственным источником неполяризованного света.

Искусственный источник неполяризованного света в нашем случае представляет собой ящик с длинной щелью, шириной около двух сантиметров, экранированной двумя слоями матового стекла. В ящике имеются две электрические лампы, питаемые от общей сети через стабилизатор напряжения. Постоянство накала контролируется амперметром. С помощью фотоэлемента и гальванометра проверяется практическое отсутствие поляризации вышедшего в нормальном направлении из матовых стекол света.

После получения ряда пробных серий на разных пластинках, чувствительных к фотографическим лучам, и при разных режимах работы, в разное время осенью 1955 г. были сняты четыре рабочие серии, вплоть до периода ухудшения атмосферных условий и появления снега. В табл. 1 приведены даты получения этих серий и сорт использованных пластинок.

Таблица 1

I Серия	9—10/XI	1955	Agfa Photo
II	7—8/XII	1955	Kodak
III	8—9/XII	1955	Kodak
IV	13—14/XII	1955	Ilford Zenith

Каждая серия состоит из 10—15 спектрограмм (в среднем 3—5 спектрограмм для каждого положения поляроида), полученных с экспозициями от 20 сек. до 1 мин. Особое внимание было уделено соблюдению равных экспозиций в пределах данной серии. На каждой пластинке были одновременно получены шкалы длин волн (ртутная лампа). Стандартизация пластинок осуществлялась с помощью маленького трубчатого фотометра, работающего в сочетании с синим фильтром.

Измерения спектрограмм производились на первом саморегистрирующем микрофотометре Бюраканской обсерватории [4]. Была использована визуальная система получения отсчетов этого микрофотометра. Измерения интенсивностей непрерывного спектра производились через каждые 0,4 мμ. Всего было измерено 10 точек на каждой спектрограмме. В результате этих измерений мы нашли величины a_0 , b_0 , c_0 , которые представляют собой интенсивности непрерывного спектра в произвольных единицах в длинной волне при трех положениях поляроида.

Из четырех полученных серий вторая оказалась передержанной. Остальные были обработаны. На рис. 5 для иллюстрации приведены кривые распределения энергии в произвольных единицах в непрерывном спектре искусственного источника, т. е. значения a_0 , b_0 , c_0 для трех положений поляроида ($\psi = 0^\circ$, $\psi = 60^\circ$, $\psi = 120^\circ$). Внутренний разброс точек вокруг средней кривой распределения энергии при каждом положении поляроида, как видно из этих кривых, невелик.

Интенсивность падающего неполяризованного света от искусственного источника постоянна при всех положениях поляроида. После прохождения через поляроид и спектрограф эти интенсивности оказались разными. Представим величину окончательной интенсивности формулой:

$$I = A + B \cos 2(\psi - \psi_0), \quad (19)$$

где A и B постоянные, а ψ_0 можно назвать азимутом результирующего колебания электрического вектора системы.

Имеем из (19) для трех положений поляроида:

$$\begin{aligned} a_0 &= A + B \cos 2\psi_0, \\ b_0 &= A + B \cos 2(60^\circ - \psi_0), \\ c_0 &= A + B \cos 2(120^\circ - \psi_0). \end{aligned} \quad (20)$$

Решая эту систему относительно A , B и ψ_0 и имея в виду, что степень поляризации p равна:

$$p = \frac{I_{\psi_0} - I_{\psi_0+90}}{I_{\psi_0} + I_{\psi_0+90}}, \quad (21)$$

найдем

$$\rho = \frac{2 \sqrt{a_0(a_0 - b_0) + b_0(b_0 - c_0) + c_0(c_0 - a_0)}}{a_0 + b_0 + c_0}, \quad (22)$$

$$\operatorname{tg} 2\alpha_0 = \sqrt{3} \frac{b_0 - c_0}{2a_0 - b_0 - c_0}. \quad (23)$$

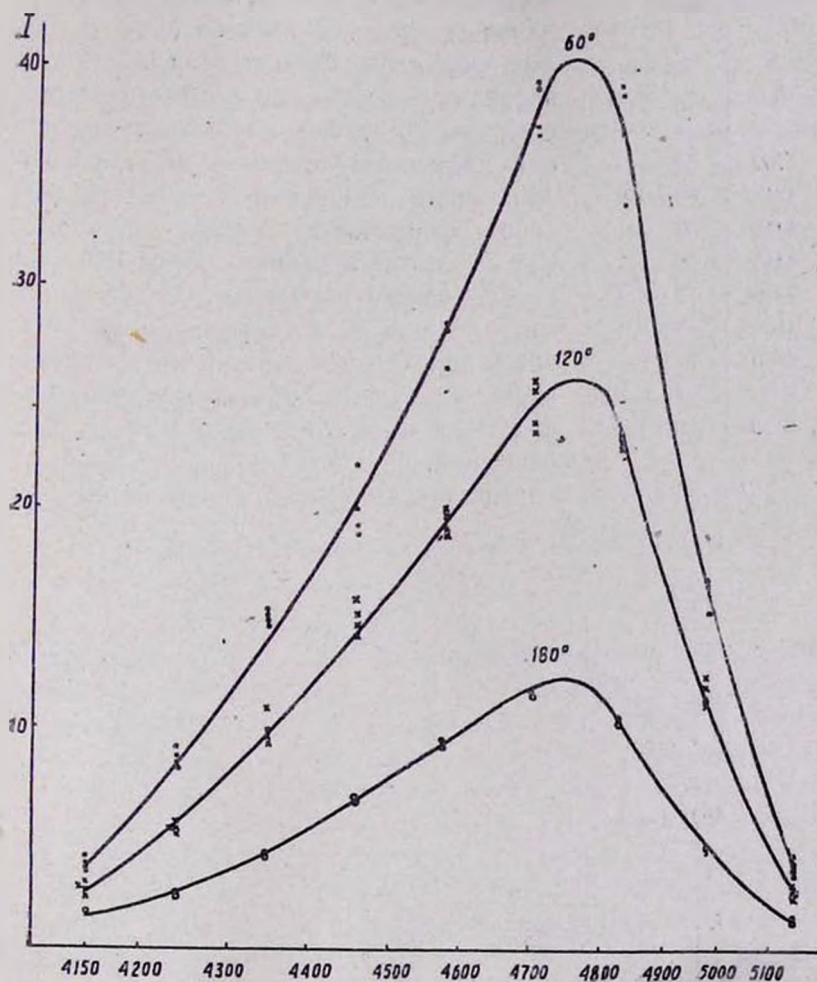


Рис. 5.

Степень инструментальной поляризации, вычисленная с помощью формулы (22) для разных длин волн, представлена в табл. 2 (1 серия). Там же приведены предельные абсолютные ошибки Δp , вычисленные с помощью соответствующей формулы на основе значений ошибок величин a , b и c , которые в свою очередь найдены из отклонений отдельных значений этих величин от средних значений, по обычным формулам. Судя по данным табл. 2, предельные ошибки Δp арифметического среднего p довольно малые. Однако они характеризуют лишь внутреннюю сходимость измерений и представляют собой формальные оценки точности. Кроме того, средняя квадратическая ошибка одного измерения, которая, по нашему мнению, и характеризует точность определения степени поляризации света исследуемого объекта, когда имеется только одна единственная серия наблюдений, порядка 4—5%.

Таблица 2

1 серия

λ А	$p \pm \Delta p$ %
4150	$47 \pm 1,3$
4240	$58 \pm 0,8$
4345	$59 \pm 0,9$
4445	$59 \pm 1,1$
4570	$57 \pm 1,3$
4700	$62 \pm 1,2$
4830	$61 \pm 1,3$
4980	$65 \pm 2,2$
5150	$66 \pm 0,4$

Данные табл. 2 представлены в виде кривой на рис. 6.

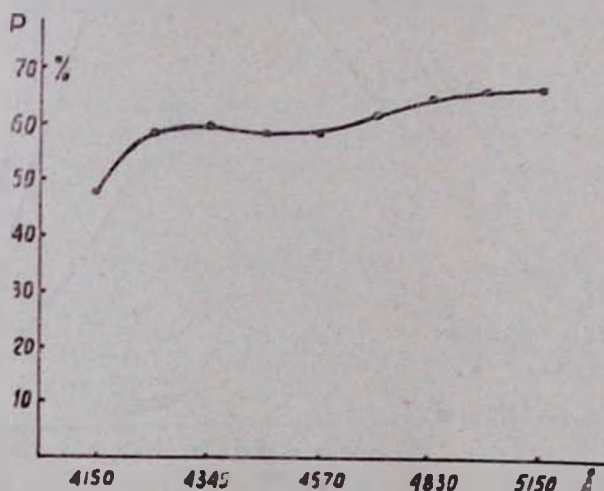


Рис. 6.

Как видно из этих данных, инструментальная поляризация довольно высока (для рассматриваемого интервала длин волн), около 60%, и медленно возрастает с увеличением длин волн.

Приведенные результаты соответствуют состоянию спектрографа 9—10/XI—1955 г. (I серия). Через месяц после получения I серии была получена III серия спектрограмм (8—9/XII—1955 г.).

Мы вычисляли инструментальную поляризацию спектрографа и для этого периода. Результаты представлены на рис. 7. Сравнивая это с рис. 6, убеждаемся, что за этот

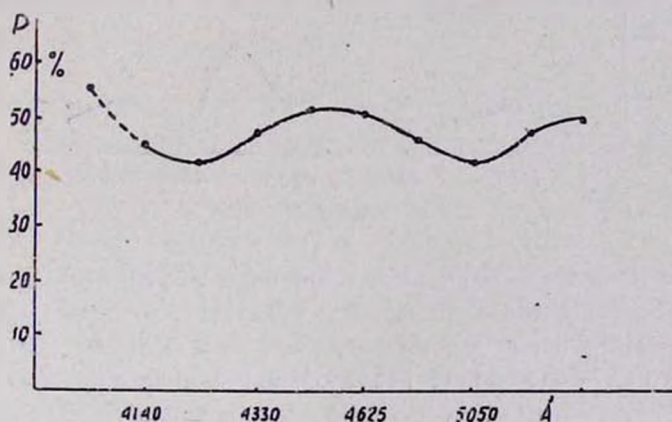


Рис. 7.

период произошло некоторое изменение в поляризационных свойствах спектрографа: степень поляризации в среднем уменьшилась на 10—15% и оказалась порядка 45%. Характер зависимости p от λ претерпел незначительное изменение.

Но вызывает удивление полученная через несколько дней (13—14/XII—1955) новая поляризационная кривая (IV—серия). Эта кривая представлена на рис. 8. Степень инструментальной поляризации уменьшилась за несколько дней более чем на 30%. Заметно также некоторое изменение в характере поляризационной кривой*. Следует отметить, что за этот

* Следует указать, что предельная абсолютная ошибка измерения D_p в III и IV сериях оказалась значительно больше, чем в I серии.

период произошло заметное изменение погоды — выпал снег и повысилась влажность воздуха. Повидимому это и вызвало существенное изменение в оптических свойствах тонких пленок оптики, а также оседающей на них пыли. Возможность изменения поляризационных свойств спектрографов с течением времени отмечается также Ю. Н. Липским [2].

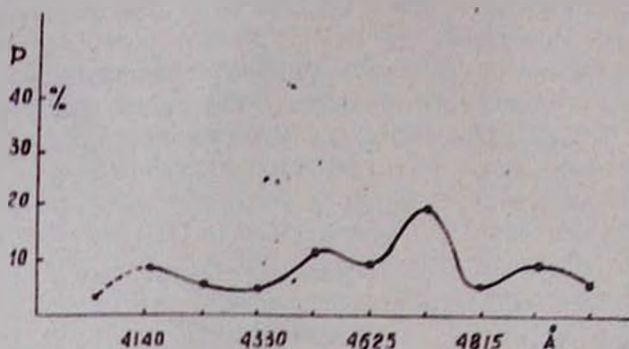


Рис. 8.

Тем не менее, такое сильное изменение в такой короткий срок следует считать не вполне понятным, а установление самого факта недостаточно убедительным. Весьма желательно поэтому продолжение исследований в этом направлении.

Основные выводы, которые можно сделать из приведенных результатов, следующие:

а) поляризационные свойства небулярного спектрографа не одинаковы для разных длин волн и могут меняться с течением времени;

б) при исследовании поляризации непрерывного спектра туманности или других объектов необходимо учитывать поляризационные свойства спектрографа, соответствующие данной почве. Иначе говоря, наряду со стандартами, которые обычно получают при спектрофотометрических работах для учета дифференциальных эффектов поглощения атмосферы и оптики, чувствительности фотопластинки и т. д., необходимо также получить «поляризационные» стандарты от источника неполяризованного света;

в) при исследовании распределения энергии в непрерывном спектре туманностей, свет которых мог быть поляризованным (а также других объектов), необходимо учесть, в согласии с [2, 3], дифференциальный эффект инструментальной поляризации для различных длин волн. В свете этого заключения, между прочим, становятся до некоторой степени понятными расхождения, которые обнаруживаются в результатах измерений распределения энергии в непрерывном спектре туманности Ориона, полученных Гринштейном и Хиней, Домбровским и нами [1]. Указанное расхождение отчасти следует объяснить тем, что во всех трех работах не было учтено влияние дифференциального эффекта инструментальной поляризации.

§ 4. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Нами получены три серии спектрограмм с поляроидом для туманности Ориона, одна на пластинке Ilford Zenith осенью 1954 г. (шесть спектрограмм), II и III — на пластинке Kodak осенью 1955 г. (шесть и четыре спектрограмм). При I серии снималась область туманности, находящаяся около Трапеции, при II и III — область, приблизительно 10' западнее от Трапеции. Экспозиция для всех пластинок (за некоторым исключением) — 2 час. 30 мин. К сожалению, при отличных качествах спектрограмм III серии, их не удалось использовать из-за смещения призмы спектрографа во время фотографирования туманности при одном положении поляроида.

При наличии поляризационных стандартов остальные две серии следовало бы обрабатывать следующим образом.

После получения записей спектрограмм на саморегистрирующей системе универсального микрофотометра определяются интенсивности непрерывного спектра в произвольных единицах в определенных, заранее зафиксированных длинах волн. Здесь возникает одно весьма существенное затруднение, заключающееся в том, что каждая спектрограмма данной серии получена в разные ночи, в разных условиях и поэтому нельзя будет их обрабатывать совместно, без учета дифференциального эффекта атмосферного поглощения. При-

изака обычным способом (с каким-нибудь небесным источником света) в данном случае неприемлема. Выход можно найти следующим образом. Как было упомянуто выше, эмиссионные линии в спектре туманности неполяризованы. Тогда мы можем одну из этих линий (например ее "высоту", т. е. центральную интенсивность) использовать в качестве эталона. Теперь, достаточно вычислить интенсивность непрерывного спектра на некоторой длине волны по отношению к центральной интенсивности, находящейся на той же спектрограмме какой-нибудь эмиссионной линии (например линии $H\beta$), эти фактически исключая дифференциальный эффект атмосферного поглощения. Точность этого способа, очевидно, зависит от того, насколько точно зафиксирована при автоматической записи высота эталонной линии. Для обеспечения необходимой точности достаточно удовлетворить двум условиям: а) выбрать возможно меньшую скорость записи и б) сделать возможно меньшей ширину щели микрофотометра и большей ширину щели спектрографа. В течение всего периода проведения этой работы эти условия были соблюдены*.

Указанным способом мы определили величины a , b и c , т. е. интенсивности в данной волне, соответствующие трем положениям поляроида (отличающимся друг от друга на 60°). Измерением на тех же длинах волн поляризационных стандартов мы будем иметь величины a_0 , b_0 , c_0 , после чего можно приступить к вычислению степени поляризации с помощью формулы (16).

Однако, как уже было указано выше, поляризационные стандарты в ночь получения основных спектров не были сняты, поэтому полученные нами спектрограммы не могут быть обработаны разработанным в § 2 методом. Однако, поскольку нашей целью является не определение абсолютного значения степени поляризации в данной волне, а определение зависимости степени поляризации от длины волны, то мы можем поставить задачу определения дифференциаль-

* Например, ширину щели спектрографа мы брали равной 60 м.м., что дало для толщины линии на спектрограмме значение, равное около 0,2 м.м.

ной поляризации по отношению какой-нибудь длины волны. Решение этой задачи становится возможным благодаря тому обстоятельству, что инструментальная поляризация, хотя и изменяется со временем, но сама зависимость инструментальной поляризации от длины волны, как это видно из рис. 8, выражена относительно слабо, по крайней мере, в рассмотренном нами диапазоне длин волн (λ 4861—4100 Å) и для начальных дней ноября, т. е. для периода, приблизительно совпадающего с периодом получения второй серии основных спектрограмм (вторая половина ноября).

Таким образом, приняв степень инструментальной поляризации постоянной для указанного интервала длин волн, мы можем определить дифференциальную поляризацию непрерывного спектра исследуемого нами объекта, исходя только из наблюдаемого распределения энергии в непрерывном спектре, т. е. фактически из градиентов непрерывного спектра. Если эти градиенты при трех положениях поляроида окажутся одинаковыми, то дифференциальная поляризация будет равна нулю, и, наоборот, при несовпадении этих градиентов друг с другом, будем иметь некоторую дифференциальную поляризацию.

На рис. 9 приведены кривые а, б, с распределения непрерывного спектра туманности Ориона в произвольных единицах, соответствующие трем положениям поляроида (60° , 120° и 180° ; угол, равный нулю, соответствует направлению электрического вектора поляроида по линии Восток—Запад). Чтобы убедиться в том, отличаются ли градиенты этих трех кривых друг от друга, достаточно эти кривые переместить параллельно до пересечения их в одной точке. Полученный результат представлен на нижней части рис. 9; кривые не совпадают, следовательно дифференциальная поляризация существует. Однако конкретные вычисления показывают (см. табл. 3), что дифференциальная поляризация в отношении длин волн $\lambda = 4861$ Å едва составляет несколько процентов, что находится в пределах ошибок измерения. Аналогичный результат получается и при обработке первой серии спектрограмм. Отсюда сделаем вывод: степень поля-

ризации непрерывного спектра диффузной туманности Ориона в интервале λ 4861—4100 Å повидимому не зависит от длины волны.

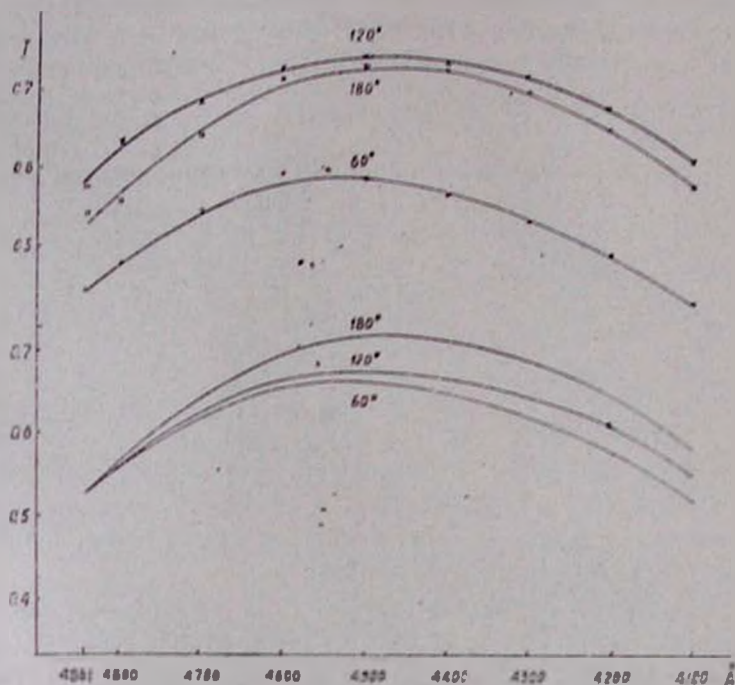


Рис. 9.

Таблица 3

λ	4861	4800	4700	4600	4500	4400	4300	4200	4100
Δp %	0	1	2	4	5	6	6,5	6,5	6,5

Приведенные в последнем параграфе результаты, как оговорено в первом параграфе, следует считать предварительными, поскольку предпринятый нами опыт является первым. Мы надеемся продолжить исследования в этом направлении с несколько улучшенной методикой. В частности,

представляет интерес проведение поляризационных исследований туманности Ориона с установкой поляроида не перед зеркальной щелью, а перед камерой спектрографа. Этим можно достигнуть увеличения снимаемой через поляроид области туманности более чем в пять раз.

Январь, 1956.

Գ. Ա. ԴՈՒՐՁԱԿԻԱՆ

ՓՈՐՉ՝ ՕՐԻՈՆԻ ՄԻԳԱՄԱԾՈՒԹՅԱՆ ԲԵՎԵՐԱԶԱՓԱԿԱՆ
ԱՊԵԿՏՐՈՅՈՏՈՍԵՏՐՈՒԱՅԻ

Ա Վ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Մինչև այժմ ստույգ հայտնի չէ, թե միգամածությունների լույսի բևեռացման աստիճանը կախված է ալիքային երկարությունից թե ոչ: Մինչդեռ այդ հարցի պատասխանը ունի կարևոր նշանակություն միգամածությունների մեջ խառնված փառային նյութի ֆիզիկական հատկությունները, չափերը, ձևը, և այլն որոշելու խնդրում: Ֆիլտրների մեթոդը, որ սովորաբար կիրառվել է նման խնդիրներ լուծելիս, չին կարող համարվել վստահելի և ճիշտ:

Ներկա աշխատանքում փորձ է արված որոշել Օրիոնի միգամածության անընդհատ սպեկտրի բևեռացման աստիճանը տարբեր ալիքների համար՝ ներուլյար սպեկտրոգրաֆի օգնությամբ: Մշակված է դիսոսմների մեթոդիկան և արտածված են համապատասխան բանաձևեր՝ բևեռացման աստիճանը հաշվելու համար: Առանձին ուշադրություն է դարձված դործիքային բևեռացման ուսումնասիրության վրա: Պարզվում է, որ դործիքային բևեռացման աստիճանը կախված է ալիքային երկարությունից և խիստ կերպով փոփոխվում է ժամանակի ընթացքում, կախված տեղեկության հայելիների և սպեկտրոգրաֆի պրիզմաների մակերևույթների (փառի) վիճակից: Այստեղից արվում է այն կարևոր եզրակացությունը, որ բոլոր դեպքերում, երբ կատարվում են կոսմիկական սպեկտրների լույսի անընդհատ սպեկտրների սպեկտրոֆոտոմետրիկ չափումներ, դործիքային դիֆերենցիալ բևեռացումը պետք է հաշվի առնվի:

Դործիքային բևեռացման հնարավոր չեզոքացման և էքսպերիմենտալ սխալների նվազեցման նպատակով, որոշված է

Օրինի միգամածություն անընդհատ սպեկտրի ոչ թե բացարձակ, այլ հարաբերական (գիգերենցիալ) բեկառցումը Գրանդանի նյութերի վերջնական մշակումը բերել է հետևյալ արդյունքի. եթե բնդանենք բեկառցման առաժանը անընդհատ սպեկտրի λ 4800 Å տիրույթի համար հաճախ գերայի, ապա կարճալիք մասում (մինչև λ 4100 Å) նկատվում է բեկառցման առաժանի ճնշին աճ՝ մի քանի տասի չափով, որը պետք է չափման սխառմանը պատճառներում, ուստի Օրինի միգամածություն անընդհատ սպեկտրի բեկառցման առաժանը λ 4800—4100 Å հատվածում՝ կարելի է բնդանել հաստատուն և անկախ պիքային երկարությունից:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Գ. Ա. Գրազյան, Сообщения Бираканской астрофиз. обсерв., XVI, 1955.
2. Ռ. Մ. Լипский, Астр. циркуляр, № 115, 9, 1954; № 163, 29, 1955.
3. Ռ. Մ. Լипский, Вестник МГУ, № 2, 41, 1954; № 9, 41, 1955.
4. Գ. Ա. Գրազյան, Сообщения Бираканской астрофиз. обсерв., XIV, 1955.

