

УДК 523.035.33

О СПЕКТРЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗВЕЗДНОЙ ВСПЫШКИ

Г. А. ГУРЗАДЯН

Поступила 22 июня 1976

Пересмотрена 16 октября 1978

Показано, что найденное Кодайра и др. [1] плоское распределение энергии (рис. 1—2) в спектре излучения чистой вспышки (с вычетом излучения звезды) находится в полном согласии с тем, что было предсказано гипотезой быстрых электронов (рис. 3). В последнем случае элементарными процессами, приведшими к появлению дополнительной энергии во время вспышек, являются обратный комптон-эффект и нестепенное тормозное излучение быстрых электронов.

Проанализированы найденные Лаци и др. [7] эмпирические зависимости типа (4) и (5) между энергиями вспышек E_U , E_B и E_V в UVV полосах соответственно. Показано, что эти зависимости также вытекают из гипотезы быстрых электронов. Более того, установлено, что наблюдаемый разброс точек вокруг средних значений зависимостей $E_U \sim E_B$ или $E_U \sim E_V$ в значительной степени является результатом реальной физической дисперсии в указанных зависимостях.

1. *Спектр света вспышки.* Кодайра и др. [1] были проведены электрофотометрические измерения двух вспышек EV Lac строго синхронно в пяти диапазонах длин волн, от 3300 Å до 6000 Å, и с высоким временным разрешением — 0.1 с. В результате было найдено распределение энергии в спектре дополнительного излучения вспышки, с вычетом излучения звезды в нормальном, то есть вне вспышки состоянии. Эти распределения для указанных двух вспышек, одна из которых умеренной мощности, с амплитудой $\Delta m(UV) = 1.9$, а вторая — очень сильная, с $\Delta m(UV) = 5.9$, воспроизведены на рис. 1 и 2. Наиболее характерной особенностью этих спектров (в шкале частот) является четко выраженная плоская форма в рассмотренном интервале длин волн, а также практическая независимость спектра от мощности вспышки или фазы ее развития. Авторы особо подчеркивают сделанный ими вывод о том, что основная доля излучения вспышки прихо-

дится не на эмиссионную составляющую водорода, как предполагает ряд исследователей вспыхивающих звезд, а на какое-то непрерывное излучение.

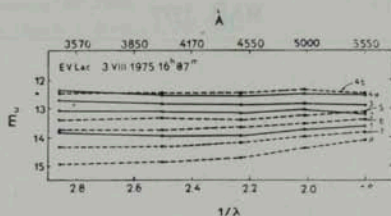


Рис. 1. Распределение энергии в спектре излучения вспышки EV Lac в $16^{\text{h}}07^{\text{m}}$ по измерениям Кодайра и др. [1]. Цифры по оси абсцисс обозначают центры пропускания каналов фотометра (диапазоны каналов: $\lambda\lambda$ 3330—3700 А, 3820—4190 А, 4300—4670 А, 4780—5150 А, 5265—6005 А). Цифры на кривых зависимости m от $1/\lambda$ означают разные фазы развития вспышки (сплошные линии — восходящая часть, пунктирные — нисходящая, 4а и 4б — максимум вспышки). Запись 8 сделана в $16^{\text{h}}11^{\text{m}}45^{\text{s}}$ — спустя ~ 5 минут после максимума вспышки.

Обычная широкополосная UVV электрофотометрия с целью построения световых кривых звездных вспышек применяется давно. Однако найденные по их результатам распределения энергии в спектрах света вспышки

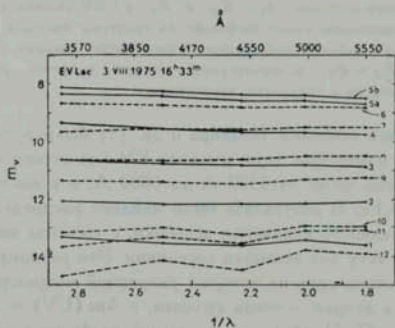


Рис. 2. То же, что и на рис. 1 для вспышки в $16^{\text{h}}33^{\text{m}}$ (5а и 5б — максимумы вспышки). Запись 9 сделана в $16^{\text{h}}53^{\text{m}}05^{\text{s}}$ — спустя 20 минут после максимума вспышки.

не обладают высокой точностью. Поэтому проведенные Кодайра и др. электрофотометрические измерения сразу по пяти каналам умеренной ширины полосы пропускания (370 А) следует считать по существу как бы пер-

вой успешной попыткой нахождения наблюдаемых спектров света звездных вспышек; ранее такая попытка была сделана П. Ф. Чугайновым [2], проводившим, однако, свои измерения по трем каналам электрофотометра.

Измерения Кодайра и др., по-видимому, являются достаточно точными и надежными для того, чтобы оправдать попытки интерпретации их результатов в рамках той или иной теории вспышек звезд. В частности, тот факт, что по крайнему каналу электрофотометра, с центром пропускания на 3515 Å (3330—3700 Å), не был зарегистрирован излучения — по сравнению с остальными каналами — излучения, который мог быть обусловлен бальмеровским континуумом, является явным указанием на то, что водородная эмиссия не играет существенной роли при генерации дополнительного излучения даже во время сильных вспышек (рис. 2). Вместе с тем результаты Кодайра и др., как увидим ниже, находятся в хорошем согласии с теорией звездных вспышек, основанной на гипотезе «быстрых электронов».

Согласно гипотезе быстрых электронов, элементарным процессом возбуждения оптической вспышки умеренной и средней мощности является обратный комптон-эффект, а при мощных вспышках — нетепловое тормозное излучение быстрых электронов [3—5]. При этом распределение энергии F_ν в спектре дополнительного излучения, то есть в спектре света вспышки представляется в форме:

$$F_\nu = B_\nu(C_\nu, -1), \quad (1)$$

где $B_\nu = B_\nu(T_*)$ есть функция Планка, которая отождествляется с излучением невозмущенной звезды, при эффективной температуре T_* ; $C_\nu = C_\nu(\tau, \mu, T_*)$ — безразмерная функция, форма которой зависит, в частности, от принятого энергетического спектра быстрых электронов. В случае, например, моноэнергетических электронов и для модели «реальной фотосферы» эта функция имеет следующий вид [5]:

$$C_\nu(\tau, \mu, T_*) = E_4(\tau) + \frac{2}{3\mu^4} \frac{e^x - 1}{e^{x/\mu^2} - 1} F_1(\tau), \quad (2)$$

где $x = h\nu/kT_*$; τ — оптическая толщина среды для процессов томсоновского рассеяния и характеризует мощность вспышки; $\mu (= E/mc^2)$ — безразмерная энергия быстрого электрона; функции $E_4(\tau)$ и $F_1(\tau)$ за-tabулированы в [5].

Результаты наблюдений в [1] были представлены в звездных величинах m_ν и в шкале частот. Поэтому мы можем написать для амплитуды вспышки Δm_ν на частоте ν :

$$\Delta m_\nu = -2.5 \lg F_\nu + \text{const}, \quad (3)$$

где F_ν представлено в шкале частот.

Числовые значения функции $C_\nu(\tau, \nu, T_*)$ были затабулированы в [5] с точностью, недостаточно высокой для построения уверенных теоретических спектров дополнительного излучения при слабых вспышках (то есть при малых значениях τ). Поэтому мы приводим в табл. 1—3 заново вычисленные значения C_ν с точностью до четвертого знака после запятой для ряда значений τ и трех значений температуры вспыхивающей звезды: $T_* = 2500$ К (M6), $T_* = 2800$ К (M5) и $T_* = 3600$ К (M0).

Вспышка в обычном понимании, то есть появление дополнительной энергии на данной длине волны может иметь место согласно (1), только в случае, если $C_\nu > 1$. Это условие, судя по данным табл. 1—3, выполняется у холодных звезд только в коротковолновой области спектра, до некоторой критической длины волны λ_0 , на которой $C_\nu = 1$. В области же $\lambda > \lambda_0$, что практически соответствует области инфракрасных лучей, C_ν меньше единицы, и мы должны наблюдать, так называемую, «отрицательную вспышку» [6] — феномен, который может иметь место только в случае обратного комптон-эффекта, но до сих пор не был обнаружен наблюдениями.

Таблица 1

ЧИСЛОВЫЕ ЗАЧЕНИЯ ФУНКЦИИ $C_\nu(\tau, T_*)$ ПРИ $\nu^3 = 10$ И
 $T_* = 2500$ К (ЗВЕЗДА M6)

$\lambda, \text{Å}$	τ				
	1	0.1	0.01	0.001	0.0001
2000	$2.196 \cdot 10^8$	$1.054 \cdot 10^8$	$1.313 \cdot 10^7$	$1.342 \cdot 10^6$	$1.284 \cdot 10^5$
2500	$1.027 \cdot 10^8$	$4.929 \cdot 10^7$	$6.145 \cdot 10^6$	$6.279 \cdot 10^5$	$6.011 \cdot 10^4$
3000	$4.307 \cdot 10^7$	$2.064 \cdot 10^7$	$2.573 \cdot 10^6$	$2.629 \cdot 10^5$	26.152
4000	641.5	308.55	33.341	4.9165	1.3740
5000	53.54	26.435	4.172	1.323	1.0300
6000	10.81	5.9292	1.6159	1.0620	1.0042
7000	3.6387	2.4850	1.1865	1.0820	1.0007
8000	1.7220	1.5754	1.0719	1.0064	0.9997
9000	1.0309	1.2337	1.0305	1.0022	0.9992
10000	0.7261	0.9157	0.9908	0.9983	0.9950
20000	0.3159	0.8505	0.9878	0.9978	0.9989
30000	0.2899	0.8791	0.9862	0.9977	0.9988

С помощью написанных выше соотношений и данных табл. 1—3 была найдена зависимость амплитуд вспышек Δm от $1/\lambda$, иначе говоря, теоретический спектр чистой вспышки, для ряда значений τ ; результаты представлены в графической форме на рис. 3. При этом, в отличие от рис. 1—2, где значения m соответствуют определенным ширинам пропускания канала электрофотометра, в нашем случае величины Δm рассчитаны на

сколь угодно узкую спектральную полосу (цифры на оси m , на рис. 3 условные и обозначают только масштаб и направление изменения m).

Таблица 2
ЧИСЛОВЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИИ S , (τ , T_*) ПРИ $\mu^2 = 10$ И
 $T_* = 2800$ К (ЗВЕЗДА M5)

λ , А	τ				
	1	0.1	0.001	0.001	0.0001
2000	$1.386 \cdot 10^8$	$6.653 \cdot 10^4$	$8.294 \cdot 10^3$	$8.474 \cdot 10^4$	$8.114 \cdot 10^3$
2500	$1.438 \cdot 10^5$	$6.970 \cdot 10^4$	$8.604 \cdot 10^3$	$8.791 \cdot 10^3$	84.172
3000	6995	3357	418.48	43.75	5.0929
4000	168.09	81.397	11.0238	2.0233	1.1006
5000	18.9679	9.8407	2.1035	1.1118	1.0098
6000	4.7280	3.0077	1.2517	1.0248	1.0014
7000	1.9019	1.6516	1.0826	1.0075	0.9890
8000	1.0466	1.2402	1.0315	1.0023	0.9985
9000	0.7091	1.0793	1.0113	1.0002	0.9983
10000	0.5494	1.0026	1.0017	0.9993	0.9982
20000	0.3051	0.8854	0.9871	0.9978	0.9980
30000	0.2863	0.8763	0.9861	0.9977	0.9980

Таблица 3
ЧИСЛОВЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИИ S , (τ , T_*) ПРИ $\mu^2 = 10$ И
 $T_* = 3600$ К (ЗВЕЗДА M0)

λ , А	τ				
	1	0.1	0.01	0.001	0.0001
2000	$8.74 \cdot 10^4$	$4.19 \cdot 10^4$	$5.23 \cdot 10^3$	$5.34 \cdot 10^2$	51.2
2500	2589	1243	154.9	16.82	2.514
3000	255	122.4	16.24	2.556	1.1480
4000	15.03	7.953	1.8582	1.0878	1.0074
5000	3.3112	2.3278	1.1669	1.0161	1.0005
6000	1.2140	1.3215	1.0415	1.0033	0.9593
7000	0.7101	1.0799	1.0063	1.0002	0.9990
8000	0.5202	0.9886	1.0000	0.9991	0.9989
9000	0.4316	0.9461	0.9946	0.9985	0.9989
10000	0.3838	0.9232	0.9895	0.9983	0.9989
20000	0.2917	0.8789	0.9863	0.9977	0.9989
30000	0.2808	0.8738	0.9853	0.9976	0.9989

Выводы, которые можно сделать из сопоставления найденных теоретических спектров с наблюдаемыми (все записи на рис. 1 и до записи 9 на

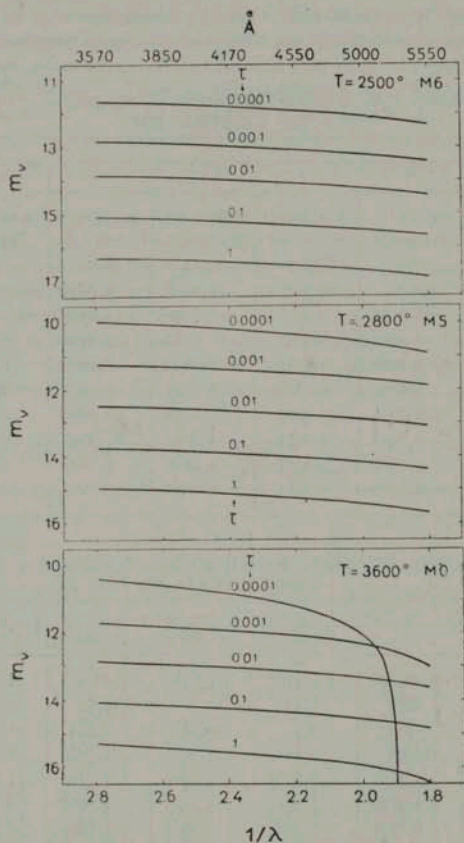


Рис. 3. Теоретические спектры излучения вспышки, обусловленной обратным комптон-эффектом быстрых электронов с $\mu^2 = 10$, в случае вспышки звезд классов M6 ($T_* = 2500$ K), M5 ($T_* = 2800$ K) и M0 ($T_* = 3600$ K). Значение τ характеризует мощность вспышки.

рис. 2), награвиваются сами собой. Прежде всего, мы видим, что обратный комптон-эффект действительно приводит к весьма пологому распределению спектра излучения вспышки в оптическом диапазоне длин волн. Да-

лее, в этом случае теоретический спектр вспышки практически не зависит от τ — от мощности самой вспышки. Исключение могут составить слабые вспышки в случае звезд классов ранее M0, когда на длинных волнах начинает сказываться отрицательная вспышка (рис. 3).

Одна из вспышек EV Lac (звезда класса dM4.5e), как было указано выше, оказалась очень мощной. В этом случае, согласно теории, преобладающим процессом является нетепловое тормозное излучение быстрых электронов. Основываясь на ранее полученных результатах [4, 5], нами было найдено распределение энергии и в этом случае — в спектре тормозного излучения быстрых электронов в оптическом диапазоне длин волн. Результаты для двух значений энергии электронов $\mu = 3$ и $\mu = 15$ представлены на рис. 4. Как мы видим, и в этом случае спектр оказался очень пологим, по существу ничем не отличающимся от того, что мы имели в случае обратного комптон-эффекта.

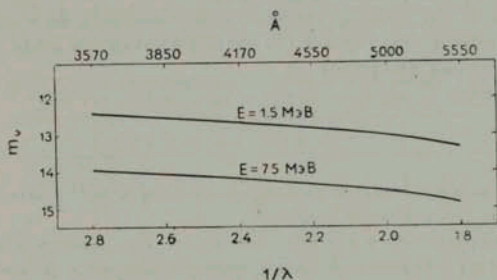


Рис. 4. Теоретический спектр излучения вспышки, обусловленной нетепловым тормозным излучением быстрых электронов с $\mu = 3$ и $\mu = 15$.

По оценке Кодайра и др., влияние отдельных эмиссионных линий водорода и ионизованного кальция на спектр излучения вспышки невелико; во всяком случае доля эмиссионных линий в соответствующих полосах их фотометра составляет (в звездных величинах): $\delta m(H_\alpha) = 0$, $\delta m(H_\beta) \sim 0.01$, $\delta m(H_\gamma) \sim 0.02$ и $\delta m(H_\delta, H_\delta + K, H_\delta + K, H_\delta + K, H_\delta + K) \sim 0.1$. Это в спокойном состоянии звезды, то есть на далеких от максимума блеска моментах времени. На максимуме же вспышки, как известно, доля эмиссионных линий очень мала.

2. Энергия света вспышки. Лауи и др. [7] были найдены эмпирические соотношения между энергиями света вспышки E_U , E_V и E_B в U, B, V полосах соответственно. Они имеют следующий вид:

$$E_U = (1.20 \pm 0.08) E_B; \quad (4)$$

$$E_U = (1.79 \pm 0.15) E_V. \quad (5)$$

Эти зависимости установлены в отношении группы из восьми вспыхивающих звезд типа UV Cet, спектральные классы которых находятся в интервале M1—M5.5, а абсолютные светимости отличаются друг от друга на четыре порядка. С учетом дисперсии амплитуд вспышек — до $7-7.5_{\frac{1}{2}}$ в U лучах или три порядка в величине освобожденной во время вспышки энергии — диапазон действия соотношений (4) и (5) достигает семи порядков.

В связи с этим возникают следующие два вопроса. Первый, в какой мере соотношения (4) и (5) находятся в согласии с гипотезой быстрых электронов? Второй, следует ли из (4) и (5) делать заключение, что числовые коэффициенты, связывающие E_U , E_B и E_V друг с другом, не зависят от мощности вспышки или же они суть усредненные от величин, обладающих реальной физической дисперсией?

Ответы на оба вопроса, очевидно, можно получить, если удастся вывести соотношение типа (4) или (5) чисто теоретическим путем, на основе гипотезы быстрых электронов.

Обозначим:

$$\frac{E_U}{E_B} = Q; \quad \frac{E_U}{E_V} = P. \quad (6)$$

Нашей задачей является нахождение величин Q и P в зависимости, в частности, от τ — мощности вспышки.

В выражениях (4) и (5) под E_U , E_B и E_V имеется в виду интегрированная по всей световой кривой вспышки энергия в данном диапазоне. Мы же несколько упростим задачу, приняв за E_U , E_B и E_V величины энергии на максимуме вспышки.

Обозначая через ΔU , ΔB и ΔV амплитуды вспышки в U, B и V лучах, написать следующие очевидные выражения для E_U , E_B и E_V :

$$E_U = q_U \cdot 10^{0.4\Delta U}; \quad E_B = q_B \cdot 10^{0.4\Delta B}; \quad E_V = q_V \cdot 10^{0.4\Delta V}, \quad (7)$$

где q_U , q_B и q_V суть светимости звезды в ее спокойном, вне вспышки состоянии в U, B и V полосах соответственно.

Из вышенаписанных соотношений найдем искомые выражения для Q и P .

$$Q = \frac{q_U}{q_B} \cdot 10^{0.4(\Delta U - \Delta B)}; \quad (8)$$

$$P = \frac{q_U}{q_V} \cdot 10^{0.4(\Delta U - \Delta V)}. \quad (9)$$

Интегрированные по всей световой кривой энергии E_U^* , E_B^* , E_V^* всегда больше, чем E_U , E_B , E_V соответственно. Можно, однако, показать конкретными вычислениями (подробности приводить здесь не будем), что при этом выполняется и условие: $E_U^* - E_U > E_B^* - E_B > E_V^* - E_V$. Отсюда и из (7) следует, что $\Delta U^* - \Delta B^* > \Delta U - \Delta B$ и $\Delta U^* - \Delta V^* > \Delta U - \Delta V$. Поэтому найденные с помощью (8) и (9) числовые значения Q и P будут их нижними пределами.

Расчетные величины результирующих амплитуд ΔU , ΔB и ΔV , обусловленных одновременно обратным комптон-эффектом и нетепловым тормозным излучением, приведены в табл. 4 для ряда значений τ и $T_* = 2800$ К (M5); эти величины взяты из [5] (после уточнений). Пользуясь ими, были найдены числовые значения Q и P с помощью (8) и (9); они приведены в последних двух строках табл. 4. При вычислениях было принято $q_U/q_B = 0.2$ и $q_U/q_V = 0.1$; по измерениям Моффетта [8] для группы звезд типа UV Cet эти величины находятся в пределах 0.105–0.219 в первом случае и 0.035–0.110 — во втором.

Таблица 4

ВЕЛИЧИНЫ КОЭФФИЦИЕНТОВ Q И P В ЗАВИСИМОСТИ ОТ МОЩНОСТИ ВСПЫШКИ τ (ЗВЕЗДА M5)

τ	0.1	0.01	0.001	0.0001
ΔU	10.1	5.5	2.25	0.50
ΔB	7.7	3.14	0.48	0.05
ΔV	5.8	1.68	0.09	0.006
Q	1.8	1.7	1.0	0.30
P	4.8	3.4	0.7	0.16

Как следует из полученных результатов, коэффициенты Q и P суть величины отнюдь не постоянные, они меняются в зависимости от мощности вспышки τ . При изменении мощности вспышки, например, на три порядка — от $\tau = 0.0001$ до $\tau = 0.1$ — величины Q и P изменяются почти на порядок. Стало быть, график зависимости E_U от E_B или E_U от E_V не может иметь строго линейную форму, а должен быть представлен полосой, ширина которой соответствует реальной физической дисперсии величин Q и P .

Чтобы убедиться в том, в какой мере сделанный вывод соответствует действительности, мы нанесли линии зависимости E_U от E_B и E_U от E_V , соответствующие различным значениям τ , то есть разным величинам Q и P , на графики этих же зависимостей, построенные по данным наблюдений и приведенные в статье Лаца и др. [7]; результаты представлены на рис. 5.

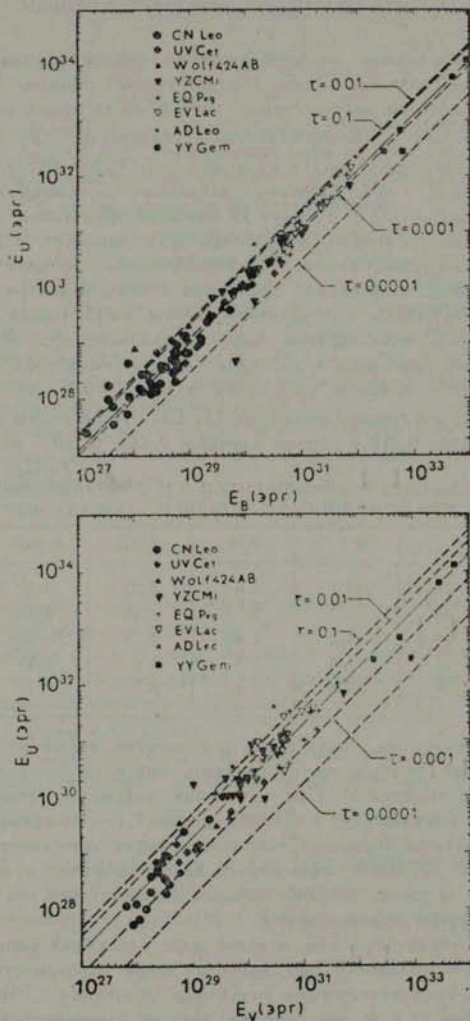


Рис. 5. Зависимость энергии вспышки в полосе U (E_U) от энергии вспышки в полосе B (E_B , сверху) и полосе V (E_V , снизу) для некоторых вспышчатых звезд типа UV Cet по наблюдениям Моффета [8]. Прерывистые линии — теоретические зависимости $E_U \sim E_B$ и $E_U \sim E_V$ в случае гипотезы быстрых электронов и при разных мощностях вспышки, соответствующих значению τ от 0.0001 до 0.1.

По мнению авторов [7], разброс точек на рис. 5 является следствием недостаточно высокого энергетического разрешения их измерений, а выведенные из этих же данных зависимости (4) и (5) не более, как статистические соотношения. В какой-то мере это, конечно, так и есть. Однако приведенные на этих рисунках линии зависимости $E_U \sim E_V$ и $E_U \sim E_V$, соответствующие разным значениям мощности вспышки, указывают, вместе с тем на то, что даже в случае сколь угодно высокого энергетического разрешения измеряющей системы мы все равно должны ожидать образования реального разброса точек наблюдений.

Анализ, подобный только что проделанному, может привести, как нам кажется, к интересным последствиям, если провести его в отношении индивидуальных вспыхивающих звезд, с заданными для данной звезды значениями параметров T_* , q_U/q_V и q_U/q_V , стремясь при этом охватить как предельно мощные, так и предельно слабые вспышки.

Полученные результаты позволяют найти также среднюю мощность вспышек, $\bar{\tau}$, для всей совокупности звезд типа UV Cet. Для этого достаточно зафиксировать в табл. 4, путем интерполяции, те значения τ , которые соответствуют значениям $Q = 1.20$ и $P = 1.79$, данным Лауи и др. Для наглядности эта интерполяция проделана графически на рис. 6, где кривые

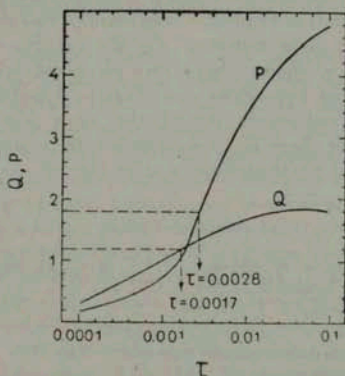


Рис. 6. К вопросу об определении „средней мощности“ вспышки по средним значениям $Q = E_U/E_V$ и $P = E_U/E_V$.

построены по данным табл. 4. Как видим, найденные оба значения $\bar{\tau} = 0.0017$ по Q и 0.0028 по P — оказались достаточно близки друг другу. Вместе с тем, эти величины совпадают с найденными ранее другими мето-

дами значениями $\bar{\tau}$ [5] для звезд UV Cet, YZ CMi и Wolf 359 и почти на порядок превышают значения $\bar{\tau}$ для звезд AD Leo, EV Lac и др. А вообще впечатление такое, что при выводе соотношений (4) и (5) авторами были использованы преимущественно средние и сильные вспышки, а слабые вспышки привлечены были в меньшей степени. Вследствие этого найденные ими значения Q и P должны быть несколько завышенными.

Гарнийская лаборатория
космической астрономии

ON THE SPECTRUM OF STELLAR FLARE LIGHT

G. A. GURZADYAN

It is shown that the flat distribution of energy discovered by Kodaira et al. [1] for the spectrum of pure stellar flare light (Fig. 1—2) turned out to be in good accordance with the theoretical predictions based on the fast *electron hypothesis* (Fig. 3). In the last case the elementary processes of the generation of the stellar flare light is both inverse Compton-effect and non-thermal bremsstrahlung.

An analysis of the empirical relationship established by Lacy et al. [7], between the flare energies, E_U , E_B and E_V , in UVB bands, is carried out also. It is shown that these empirical relationships follow from the fast electron hypothesis also (Figures 5 and 6). Moreover, the scatter of the observed points around the mean positions of the relationships $E_U \sim E_B$ or $E_U \sim E_V$ is occasioned in a large degree by the existence of the real physical dispersion in this relationship itself.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Kodaira, K. Ichimura, S. Nishimura, P.A.S. Japan, 28, 665, 1976.
2. П. Ф. Чузайнов, Изв. Крымской обл., 44, 3, 1972.
3. Г. А. Гурзядян, *Астрофизика*, 1, 319, 1965.
4. Г. А. Гурзядян, *Astron. Astrophys.*, 20, 145, 1972.
5. Г. А. Гурзядян, *Вспыхивающие звезды*, Наука, М., 1973.
6. Г. А. Гурзядян, *Астрофизика*, 4, 154, 1968.
7. C. H. Lacy, T. J. Moffett, D. S. Evans, *Ap. J., Suppl. ser.*, 30, 85, 1976.
8. T. J. Moffett, *Ap. J., Suppl. ser.*, 29, 1, 1974.