

Совето техника

ОРГАН МИНИСТЕРСТВА ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР
И ЦЕНТРАЛЬНОГО ПРАВЛЕНИЯ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОГО ОБЩЕСТВА ЭНЕРГЕТИКИ
И ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ

Журнал основан в 1955 году

8

Август 1972

УДК 621.327.534:546.13:535.242

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕТАЛЛОГАЛОИДНЫХ ЛАМП

Канд. физ.-матем. наук А. Д. ХАХАЕВ и инженеры В. Г. ВДОВИН,
В. С. КРИВЧЕНКОВА, С. И. КРЫЛОВА, Л. А. ЛУИЗОВА,
И. М. НЕКРЫЛОВА, В. В. РАКУШЕВ, В. А. СОЛЯНИКОВА

Петрозаводский государственный университет,
Всесоюзный институт источников света

Уровень разработок металлогалоидных ламп (МГЛ) и требования, предъявляемые к ним, уже настолько высоки, что дальнейший прогресс требует глубокого уяснения роли физико-химических процессов в общем механизме работы лампы. Поскольку для инженерных расчетов МГЛ до сих пор используется представление о существовании в плазме ламп термодинамического равновесия [Л. 1, 2], прежде всего требуется экспериментально убедиться в правильности основополагающих предпосылок. Для этого достаточно разработать и применить методики исследования, свободные от такого допущения, с тем, чтобы впоследствии сравнить результаты эксперимента с данными расчетов, проводимых общепринятыми методами. Настоящая статья посвящена изложению предлагаемых нами методов исследования плазмы МГЛ.

Экспериментальная установка для регистрации спектральных характеристик плазмы МГЛ, пространственно неоднородной и изменяющейся во времени, содержала в себе элементы: 1) спектрометр ДФС-12, величина линейной дисперсии которого ($0,5 \text{ нм}/\text{мм}$) позволяет непосредственно зарегистрировать спектральные коэффициенты излучения линий ввиду малости ширины аппаратного контура прибора ($\Delta\lambda_{\text{ап}}=0,01 \text{ нм}$) по сравнению с шириной спектральных линий ($0,1-1 \text{ нм}$);

2) осветительную систему, обеспечивающую расчетное пространственное разрешение [Л. 3] от $0,01$ (при записи контуров, спектральных линий) до 2 мкм (при интегральной записи линий);

3) двухлучевой осциллограф С-1-16, с экрана которого камерой «Красногорск» фотографировались сигналы с фотоумножителя ФЭУ-38, установленного на выходе спектрометра, и сигнал, соответствующий току лампы.

Блок-схема установки приведена на рис. 1.

Техника измерений состояла в следующем: источник излучения 1, закрепленный на подвижной платформе, выставлялся с помощью микрометрического винта в оп-

ределенное положение относительно оптической оси. Включался автоматический режим сканирования контура спектральной линии по выходной щели спектрометра, что достигалось вращением дифракционной решетки с помощью электродвигателя с редуктором. Импульсное реле, работающее от стабильного генератора импульсов через $0,01 \text{ нм}$, обеспечивало фотографирование сигнала с осциллографа.

Таким образом, на каждом кадре киноленты регистрировалась зависимость от времени сигнала с ФЭУ, соответствующего излучению плазмы на определенной длине волн в пределах контура линии при определенном положении лампы относительно оптической оси системы. Соседние кадры соответствовали точкам контура, отстоящим друг от друга на $0,01 \text{ нм}$. После соответствующей обработки кинопленки отсчеты промерялись на специальном фотоувеличителе с планшетом, позволяющим построить контуры линий для любой из фаз тока в лампе. Этот контур соответствовал излучению, выходящему из источника при n -ом положении источника, и представлял суммарный контур, который формировался, пройдя i слоев источника [Л. 4]. Примеры осциллограммы и построения контура по осциллограммам приведены на рис. 2 и 3.

Описанная выше установка была проградуирована с помощью стандартной ленточной лампы накаливания во всем используемом диапазоне длин волн в абсолютных единицах мощности излучения.

Исследования проводились на переменном токе промышленной частоты лампой мощностью 500 вт , с внутренним диаметром колбы 24 мм и расстоянием между электродами 65 мм . Наполнение лампы было следующее: 125 мг Hg ; $20-25 \text{ мг NaJ}$; $0,75 \text{ мг In}$; $7-8 \text{ мг TiJ}$.

Экспериментальная методика в соответствии с [Л. 4] основана на разделении источника на ряд концентрических слоев. Приводимые в работе результаты получены при обработке контуров спектральных линий, в пределах

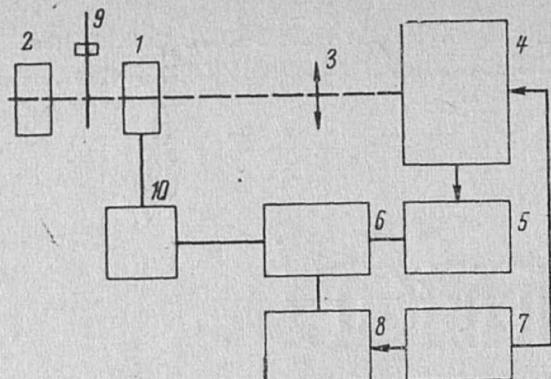


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

1 — исследуемая лампа; 2 — вспомогательный источник; 3 — объектив; 4 — спектрограф ДФС-12; 5 — фотоэлектрический блок; 6 — двухлучевой осциллограф; 7 — импульсное реле датчика длины волн; 8 — кинокамера; 9 — обтютор; 10 — блок питания исследуемой лампы.

которых реабсорбция излучения отсутствовала. Отсутствие реабсорбции проверялось путем сравнения сигнала от вспомогательного источника, установленного за исследуемой лампой, с этим же сигналом, прошедшим через горящую исследуемую лампу.

Для спектральной яркости излучения на частоте v в пределах контура линии, выходящей за пределы источника при его n -м положении относительно оптической оси сканирующей системы, отсчет $F_n(v)$ регистрирующего устройства в k -й момент времени выражается формулой:

$$F_n^{(k)}(v) = a_n \sum_{i=1}^n P_i^{(k)}(v) l_{in}, \quad (1)$$

где a_n — градуировочный коэффициент; $P_i^{(k)}(v)$ — спектральная объемная плотность излучения для i -го слоя в k -й момент времени; l_{in} — длина i -го слоя вдоль направления наблюдения при n -ом положении сканирующей системы.

Последовательное решение системы уравнения типа (1) при различных положениях источника относительно оптической оси и для ряда частот в пределах спектральной линии позволяет построить ее контур, излучаемый в пределах каждого слоя, и определить затем концентрацию возбужденных атомов (N) в любом i -ом слое источника в k -й момент времени, так как

$$N_i^{(k)} = \frac{a_n \int_{-\infty}^{\infty} P_i^{(k)}(v) dv}{A_y h v}, \quad (2)$$

где A_y — вероятность спонтанного перехода с частотой v ; h — постоянная Планка.

Результаты измерений и их обсуждение. На примере контуров некоторых спектральных линий натрия (рис. 4—6), которые хотя и не вносят существенного вклада в световую отдачу лампы, но имеют большое значение для диагностики плазмы, видно что интенсивность этих линий сильно модулирована по периоду тока, следовательно, опре-

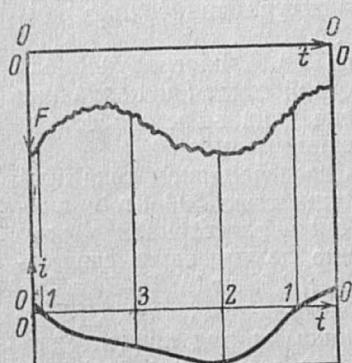


Рис. 2. Пример фотографии осциллограммы.
F — световой сигнал; i — ток через лампу; 1, 2, 3 — фазы тока, для которых проводились измерения световых сигналов.

Расстояние от оси, мм	Коэффициент модуляции излучения m , %, для линий			
	568,2 (Na)	576,9 (Hg)	515,3 (Na)	475,1 (Na)
0	46	100	49	64
4	45	99	44	64
6	48	99	50	50
8	40	92	49	58
10	43	95	45	68

деление средних по времени величин $F_n(v)$ и $P_n(v)$ приведет к неправильному расчету заселенности излучающих уровней N_i . Из табл. 1 видно, что коэффициент модуляции m не зависит от координаты рассматриваемой точки по радиусу лампы. Величина m , определяемая по формуле $m = (A - B)/(A + B)$, где A — максимальное; B — минимальное за период тока значение интенсивности, меняется от 30 до 100% для линий с различными потенциалами возбуждения. Определенные по излучению данных линий заселенности приводятся в табл. 2.

Для некоторых линий натрия наблюдается модуляция их спектральной ширины. Из табл. 3 видно, что на линиях Na (568,2—588,8) и (497,8—498,2) нм наблюдается изменение ширины для различных фаз тока; в то же время ширина линий (514,9—513,3) и 818,3 нм практически не модулируется.

Анализ процессов взаимодействия в плазме МГЛ, уширяющих рассматриваемые линии, и результаты табл. 3 указывают на то, что линии (514,9—516,3) нм уширяются за счет вандерваальсовского взаимодействия атомов натрия с атомами ртути, в то время как в ширину линий (568,2—568,8) и (497,8—498,2) нм вносит вклад и взаимодействие с электронами (шарковское уширение).

Полученные данные позволяют определить, с одной стороны (по ширинам линий 514,9—513,3 и 818,3 нм), концентрацию нормальных атомов ртути по известному соотношению [Л. 5]:

$$\Delta\lambda_{\text{вв}} = \frac{4,08}{\pi C_6^{2/5} v^{3/5}} N_{\text{Hg}}, \quad (3)$$

где v — относительная скорость сталкивающихся частиц; N_{Hg} — концентрация нормальных атомов ртути; C_6 — константа вандерваальсовского взаимодействия; для определения скорости v , температуру атомов достаточно знать лишь приближенно, так как зависимость от нее слабая ($\Delta\lambda_{\text{вв}} \approx T^{0,3}$).

Концентрация нормальных атомов ртути, определенная по формуле (3), равна 3,1; 3,6 и $3,9 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для расстояния от оси соответственно 0; 4 и 6 мм.

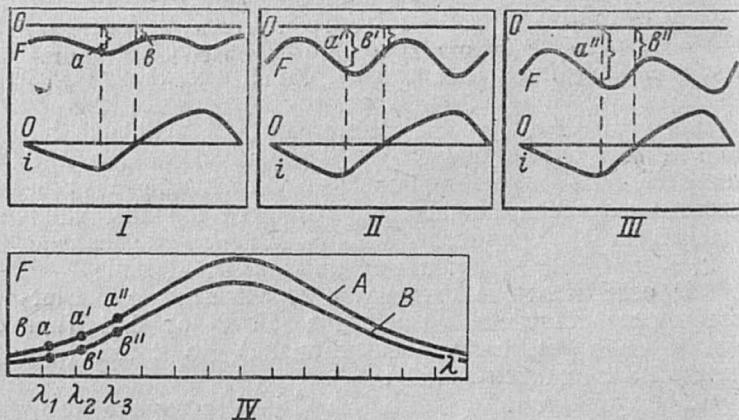


Рис. 3. Пример построения контура линии по осциллографмам. I, II, III — кадры, соответствующие различным длинам волн ($\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$); a и b — отсчеты в различных фазах тока (1 и 2); IV — зависимость отсчетов от длины волн (контур линии) для различных фаз тока (контур A для фазы 2, контур B — для фазы 1).

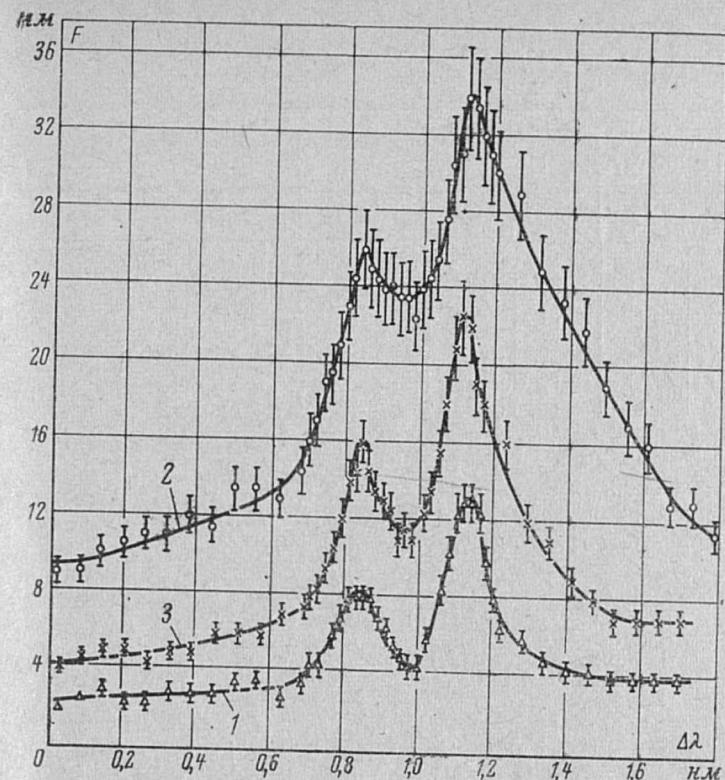


Рис. 4. Контуры дублетов натрия (497,8—488,2) нм для различных фаз тока через лампу.
1—3 — фазы тока по рис. 2; F — отсчет по экрану осциллографа (мм); $\Delta\lambda$ — отсчет по кадрам с момента включения импульсного реле (нм).

Далее, поскольку для линий (568,2—568,8) и (497,8—498,2) нм измеренная ширина $\Delta\lambda_{изм} = \Delta\lambda_{вв} + \Delta\lambda_{шт} + \Delta\lambda_{апп}$, а $\Delta\lambda_{вв}$ — легко рассчитывается при известной концентрации нормальных атомов ртути, становится возможным найти $\Delta\lambda_{шт}$, а следовательно, концентрацию электронов n_e , так как для коротковолновой части контура

$$\Delta\lambda_{шт} = 2\omega 10^{-16} n_e,$$

где ω — штарковская полуширина, отнесенная к единичной концентрации электронов. Ее значения для линий натрия затабулированы в [Л. 6], для электронных температур порядка 5 000 °К эти расчеты дают для $\lambda = 497,8$ нм $\omega = 4,5 \cdot 10^{-16}$ Å/cm³; для $\lambda = 566,2$ нм $\omega = 1,7 \cdot 10^{-16}$ Å/cm³. Значения концентрации электронов, вычисленные таким образом, представлены в табл. 4. Как видно из таблицы, модуляция концентрации электронов существенна для центральных областей лампы.

Таким образом, предлагаемые методики позволяют получить значения параметров плазмы экспериментальным путем, не опираясь ни на какие априорные предположения. Полученные результаты указывают на необходимость измерения параметров МГЛ с достаточным временным разрешением, так как усредненные по времени результаты дают значения параметров со значительной

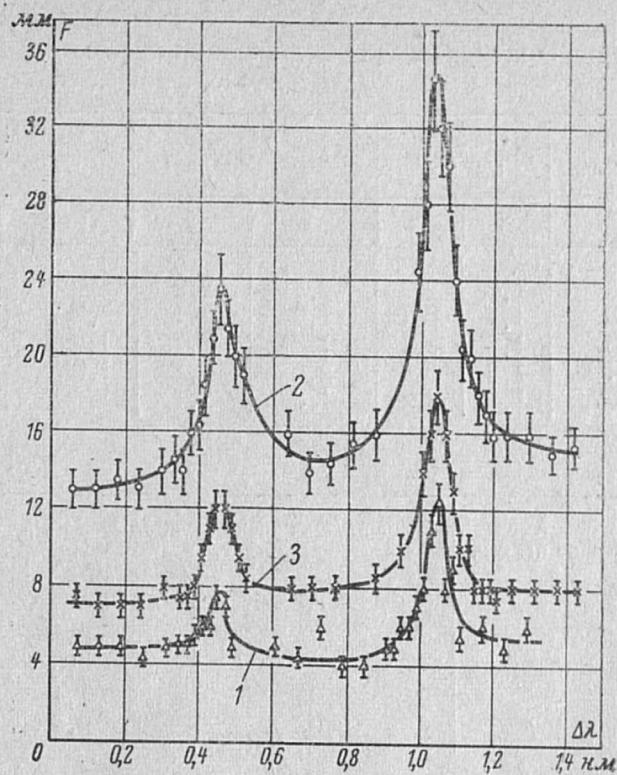


Рис. 5. Контуры дублетов натрия (514,9—515,3) нм.
Спецификация по рис. 4.

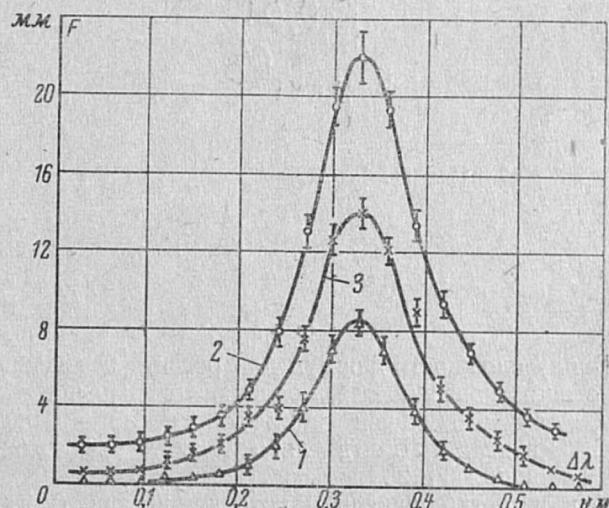


Рис. 6. Контуры дублетов натрия (818,3—819,4) нм.
Спецификация по рис. 4.

ошибкой. Например, как показывают оценки, усредненная по времени интенсивность дает значения температуры, рассчитанной в предположении термодинамического равновесия, отличающееся от среднего по времени зна-

Таблица 2

Заселенности, см⁻³ × 10⁻⁸, для уровней натрия (погрешность ±30%; 1 — в момент, когда ток равен нулю; 2 — при максимальном значении тока)

Расстояние от оси, мм	3 ² D _{3/2}		4 ² D _{3/2}		4 ² D _{5/2}		6 ² S _{1/2}		5 ³ D _{3/2}		5 ² D _{5/2}		7 ² S _{1/2}	
	1	2	1	2	1	2	1	2	1	2	1	2	1	2
10	9	8	3	9	4	14	—	—	3	7	5	11	20	25
8	32	20	10	26	15	39	9	32	4	8	6	12	50	120
6	25	140	21	63	30	94	50	130	21	53	32	80	86	130
4	230	880	23	68	34	100	120	440	41	72	62	110	84	370
0	480	2 600	34	100	51	150	160	940	73	160	110	240	150	460

Таблица 3

Ширина контура \hat{A} , для линий натрия (ошибка в определении $\Delta\lambda_{изм} \approx 15\%$; 1—в момент, когда ток равен нулю; 2—в момент максимального значения тока)

Расстояние от оси, мм	498,2 нм		497,8 нм		514,9 нм		515,3 нм		568,2 нм		568,8 нм		818,3 нм	
	$3^2 P_{1/2}-5^2 D_{3/2}$	$3^2 P_{3/2}-5^2 D_{3/2,5/2}$	$3^2 P_{1/2}-5^2 D_{3/2}$	$3^2 P_{3/2}-6^2 S_{1/2}$	$3^2 P_{1/2}-6^2 S_{1/2}$	$3^2 P_{3/2}-6^2 S_{1/2}$	$3^2 P_{1/2}-4^2 D_{3,2}$	$3^2 P_{3/2}-4^2 D_{3,2}$	$3^2 P_{1/2}-4^2 D_{3,2}$	$3^2 P_{3/2}-4^2 D_{3,2}$	$3^2 P_{1/2}-4^2 D_{3,2}$	$3^2 P_{3/2}-4^2 D_{3,2}$	$3^2 P_{1/2}-3^2 D_{3/2}$	$3^2 P_{3/2}-3^2 D_{3/2}$
	1	2	1	2	1	2	1	2	1	2	1	2	1	2
10	1,5	2,4	2,4	2,9	—	—	—	—	1,6	1,1	1,2	1,8	1,0	1,2
8	1,4	2,1	1,6	2,1	0,8	1,1	0,9	1,1	1,1	1,6	1,3	1,4	0,8	0,8
6	1,5	2,1	1,6	1,7	1,0	1,2	0,8	1,0	1,1	1,4	1,3	1,4	0,7	0,8
4	1,8	3,2	2,0	2,8	1,0	1,2	0,9	1,0	1,1	1,3	1,1	2,1	0,7	0,7
0	1,5	2,4	1,8	2,1	1,2	1,6	0,4	0,6	1,2	3,0	1,3	2,9	0,8	1,0

Таблица 4

Расстояние от оси, мм	Концентрация электронов, $cm^{-3} \times 10^{-15}$, для фаз тока	
	$i=0$	$i=i_{\max}$
0	0,4	2,8
4	0,6	1,1
6	0,6	0,8

чения приблизительно на 10%, что, в свою очередь, при использовании этих усредненных температур приводит к значениям, отличающимся от средних по времени: концентрации возбужденных атомов — на 40—100% и концентрации электронов — на 80%.

T. 0,37
P. 0,08



Большой интерес представляет сравнение полученных экспериментальных данных с рассчитанными в предположении о равновесном состоянии плазмы МГЛ, что предполагается сделать в дальнейшем.

Литература

- Рохлин Г. Н. Газоразрядные источники света. М., изд-во «Энергия», 1966.
- Ртутные лампы высокого давления, под ред. Весельницкого И. М. и Рохлина Г. Н. М., изд-во «Энергия», 1971.
- Каган Ю. М., Голубовский Ю. Б., Лягушенко Р. И. «Оптика и спектроскопия», 1966, № 5.
- Крылова С. И., Лузова Л. А., Хахаев А. Д. «Оптика и спектроскопия», 1971, № 6.
- Фриш С. Э. Оптические спектры атомов. М., Физматгиз, 1963.
- Грим Г. Спектроскопия плазмы. М., Атомиздат, 1969.

УДК 628.932.2

ГРАФИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ОСВЕЩЕННОСТИ ОТ СВЕТЯЩИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Канд. техн. наук Г. М. КНОРРИНГ
ЛО ГПИ Тяжпромэлектропроект

Ввиду сложности формул для расчета освещенности от светящихся поверхностей, подчиняющихся закону Ламберта, для этой цели применяются либо графики Е. С. Ратнера [Л. 1], либо сетка, предложенная А. А. Гершуном [Л. 2].

Как известно, панели и потолки, перекрытые экранирующими решетками, имеют светораспределение, которое может быть аппроксимировано выражением $I_\alpha = I_0 \cos^m \alpha$, однако для случая $m \neq 1$ (а в данных случаях $m > 1$) простых способов расчета освещенности в отечественной литературе не опубликовано. Это побудило А. Я. Коца [Л. 3] предложить вынужденное, но отнюдь не изящное, решение задачи.

В зарубежной литературе Шредером и Штеком [Л. 4] опубликован графо-аналитический метод расчета освещенности от излучателей большой площади при $m > 1$.

Ниже описываются графики для расчета освещенности от поверхностей любой формы и при любом значении показателя m , в основу построения которых положены такие же принципы, как для сетки А. А. Гершунова и для предложенной М. М. Гуторовым [Л. 5] сетки для расчета цилиндрической освещенности.

Элементарное кольцо (рис. 1) в отношении создаваемой им в точке освещенности может рассматриваться как точечный излучатель, для которого

$$dE = \frac{dI_\theta \cos^m \theta}{h^2} \quad (1)$$

Так как

$$dI_\theta = BdS \cos^m \theta = B2\pi h^2 \cos^{m-3} \theta \sin \theta d\theta,$$

где B — яркость в направлении нормали к поверхности излучателя, то освещенность от диска, проекция которого совпадает с точкой A и радиус которого виден из этой точки под углом θ , определяется выражением

$$E = 2\pi B \int_0^\theta \cos^m \theta \sin \theta d\theta = 2\pi B \frac{1 - \cos^{m+1} \theta}{m+1}. \quad (2)$$

Дифференциальное выражение для освещенности может быть проще составлено непосредственно на основании закона проекции телесного угла (i , конечно, имеет тот же вид), но в этом случае вывод формулы представляется нам некорректным, так как приходится исходить из того, что яркость в различных направлениях θ пропорциональна $\cos^{m-1}\theta$, а проекция площади излучателя на направление, перпендикулярное данному, пропорциональна $\cos \theta$, тогда как в действительности закон, определяющий светораспределение, реализуется иначе.

Учитывая известное соотношение

$$F = RS = \frac{2\pi I_0}{m+1}$$

и заменяя в (2) яркость через светность, получаем