

М. Е. ФОНКИЧ, член-корреспондент АН СССР К. В. ЧИБИСОВ

### О КВАНТОВОМ ВЫХОДЕ ПРИ ЭФФЕКТЕ ГЕРШЕЛЯ

Одной из особенностей эффекта Гершеля на фотографических слоях является весьма высокое отношение энергии света второй длинноволновой засветки к энергии первой — актиничной засветки. По данным различных авторов, это отношение составляет величину порядка  $10^6$ — $10^8$  (<sup>1, 3</sup>). Такая большая величина указанного отношения обычно объясняется тем, что мельчайшие частицы серебра, образующие скрытое фотографическое изображение, очень слабо поглощают инфракрасное излучение второй экспозиции. Однако при использовании для второй экспозиции длинноволнового лазерного излучения это отношение может быть значительно меньшим (<sup>4</sup>). Принятая теория эффекта Гершеля не объясняет указанного явления. В связи с этим представляет интерес дать количественную оценку отношения энергий первой и второй засветки для случаев, если вторая засветка производится инфракрасным лазерным или тепловым излучением и развить представления, которые могут объяснить наблюдаемые явления. Нами было проведено сравнение энергии второй засветки, вызывавшей определенное выцветание скрытого изображения, для двух источников: инфракрасного излучения вольфрамовой лампы накаливания и полупроводникового лазера «Комета I» (мощность  $W=4$  вт;  $\lambda=850$  нм).

Для этого сенситограмма на фотопластинке СП-1, полученная на сенситометре ФСР-41, подвергалась второй засветке в одном случае лазерным излучением по методике (<sup>4</sup>), а в другом — инфракрасным излучением лампы сенситометра, которое выделялось стеклянными фильтрами, пропускавшими излучение в области 700—1200 нм.

Как показали измерения, для получения того же эффекта (уменьшения вдвое проявленной плотности от величины  $D=2,0$ ) необходимая энергия лазерного излучения составляла величину  $2,1 \cdot 10^7$  эрг/см<sup>2</sup>. Для теплового излучения соответствующая величина оказалась равной  $9,6 \cdot 10^7$  эрг/см<sup>2</sup>. Таким образом, для получения того же эффекта энергии высокоинтенсивного лазерного излучения потребовалось почти в 4,5 раза меньше теплового. При этом время действия лазерного излучения было в  $10^4$  раза меньше времени действия теплового. Следовательно, здесь в эффекте Гершеля наблюдается явление невязимозаместимости.

Использование для второй засветки монохроматического излучения полупроводникового лазера позволяет произвести количественную оценку процессов, происходящих при эффекте Гершеля. Весьма существенно, что излучение лазера «Комета I» происходит непрерывным рядом импульсов длительностью  $2 \cdot 10^{-7}$  сек. каждый, с интервалом между ними, изменяемым в пределах  $6 \cdot 10^{-5}$ — $2 \cdot 10^{-3}$  сек. Это позволяет разделить во времени электронную и ионную стадии процессов, происходящих при эффекте Гершеля. Введение некоторой простой модели центра скрытого изображения дает возможность оценить количество квантов, падающих на центр при второй экспозиции. Примем, что центр скрытого изображения представляет собой элементарную ячейку кристаллической решетки серебра. Такая ячейка — гранецентрированный куб содержит 14 атомов серебра. Предположим также, что инфракрасное излучение падает на центр перпендикулярно одной из граней куба.

Вычислим  $\Sigma$  — среднее число квантов, падающих на центр за время второй засветки. Очевидно  $\Sigma$  будет равно:

$$\Sigma = \frac{E\lambda}{hc} \sigma, \quad (1)$$

где  $E$  — энергия инфракрасного излучения, падающего на единицу поверхности слоя за время второй засветки,  $\lambda$  — длина волны лазерного излучения,  $\sigma$  — поверхность грани,  $h$  — постоянная Планка,  $c$  — скорость света. Учитывая, что для серебра постоянная решетки  $a=0,4$  нм, для величины  $\Sigma$  получим:  $\Sigma=5,78 \cdot 10^4$  квантов. Здесь следует отметить, что как следует из формулы (1), иная возможная модель центра скрытого изображения мало изменит вычисленную величину  $\Sigma$ . За время второй засветки, за которое на центр упадет  $\Sigma$  квантов, лазер испустит весьма значительное количество импульсов. Число квантов, падающих на центр, в среднем за один импульс  $N_1$  может быть вычислено по формуле

$$N_1 = \frac{WT\lambda}{hcS} \sigma, \quad (2)$$

где  $W$  — мощность лазера,  $T$  — длительность импульса,  $S$  — сечение лазерного луча. Вычисление дает  $N_1=0,4$ . Это значит, что в среднем один квант лазерного излучения попадет на центр скрытого изображения лишь в одном из нескольких импульсов.

Зная  $N_1$  — среднее число квантов, падающих на центр за 1 импульс, можно, пользуясь распределением Пуассона, найти  $p_n$  — математическое ожидание того, что на частицу в одном импульсе упадет  $n$  квантов:

$$p_n = e^{-N} \frac{N^n}{n!}.$$

Однако, если на центр упадет не  $n$ , а большее число квантов, то эффект также будет иметь место. Поэтому следует определить  $q_n$  — математическое ожидание того, что на частицу в одном импульсе упадет  $n$  или большее число квантов. Эта величина определится как

$$q_n = 1 - \sum_{m=0}^{n-1} p_m = 1 - \sum_{m=0}^{n-1} e^{-N} \frac{N^m}{m!}. \quad (3)$$

При оценке действия инфракрасного излучения существенно не просто число квантов, падающих в среднем на частицу за один импульс, а число квантов, поглощенных при этом частицей. Это число может быть получено умножением числа падающих квантов на  $\kappa$  — коэффициент поглощения света частицами скрытого изображения. Примем в рассматриваемой модели, что  $\kappa$  для частиц — величина того же порядка, что и для металлического серебра ( $\kappa \approx 10^{-2}$ ). Следовательно, в формуле для вычисления  $q_n$  следует за среднее число квантов, поглощенных частицей в одном импульсе, принимать  $N=N_1\kappa=0,4 \cdot 10^{-2}$ , т. е.  $N=4 \cdot 10^{-3}$ .

Обратная величина  $1/q_n$  позволяет определить число импульсов излучения лазера, из которых хотя бы в одном вероятно, что частица поглотит  $n$  или больше квантов. Вычисления по формуле (3) дают для поглощения одного или более квантов величину  $1/q_1=2,5 \cdot 10^2$  и, соответственно, для двух или более квантов величину  $1/q_2=1,25 \cdot 10^3$ .

Таким образом, если предположить в соответствии с существующими представлениями, что после каждого активного поглощения кванта света частица теряет один атом серебра, то для полного разрушения частицы из 14 атомов необходимо  $K_1=12 \cdot 2,5 \cdot 10^2=3 \cdot 10^3$  импульсов лазерного излуче-

ния (предполагается, что 2-атомный центр неустойчив). В предположении же, что разрушение центра скрытого изображения происходит при поглощении двух или большего числа квантов за время одного импульса, необходимо  $K_2 = 1,25 \cdot 10^5$  импульсов лазера.

Полученные при вычислении результаты интересно сравнить с данными, полученными в эксперименте. В наших опытах  $K_2$  импульсов лазерного света, вызвавших уменьшение проявленной плотности почернения вдвое, может быть вычислено как отношение полного числа квантов, падающих на частицу за время второй засветки, к числу квантов, падающих на нее в среднем за один импульс. Следовательно, это число будет равно  $K_2 = \Sigma/N_1 = 5,74 \cdot 10^4 : 4 \cdot 10^{-1} = 1,43 \cdot 10^5$ .

Сравнение числа  $K_2$ , полученного экспериментально, и расчетного  $K_1$ , показывает, что число  $K_2$  на два порядка больше расчетного  $K_1$ , полученного в предположении, что разрушение центра скрытого изображения происходит при последовательном отрыве от него по одному атому. Число импульсов  $K_2$ , рассчитанное в предположении, что разрушение центра скрытого изображения происходит после поглощения им двух квантов в одном импульсе, близко к экспериментальному  $K_2$  ( $K_2 = 1,25 \cdot 10^5$  и  $K_1 = 1,43 \cdot 10^5$ ).

Из приведенных данных можно сделать вывод, что поглощение центром скрытого изображения двух квантов за время, меньшее ионной стадии, играет существенную роль в эффекте Гершеля.

Механизм такого процесса может быть связан, например, с тем, что после поглощения двух фотонов за время, меньшее ионной стадии, из частицы вылетают два фотоэлектрона. Частица приобретает двойной положительный заряд и разрушается вследствие неустойчивости.

При высокой интенсивности лазерного излучения, как показывают приведенные выше вычисления, вероятность такого поглощения достаточно велика и хорошо совпадает с экспериментальными данными.

Для теплового излучения, имеющего существенно меньшую интенсивность, значительно меньшим будет  $N$  — среднее число квантов, поглощенных центром за время, меньшее времени ионной стадии. Следовательно, значительно меньшим будет и  $q_2$ , определенное из (3), и соответственно значительно меньшей будет эффективность теплового излучения для разрушения частицы.

Таким образом, из приведенных представлений следует, в согласии с опытом, что эффективность лазерного излучения для возникновения эффекта Гершеля должна быть значительно выше эффективности излучения, получаемого от обычных тепловых источников. Приведенные выше экспериментальные и расчетные данные приводят к выводу, что при эффекте Гершеля, наряду с процессом, при котором происходит последовательный отрыв отдельных атомов серебра от центра скрытого изображения, существенное значение могут играть процессы, в которых частица скрытого изображения разрушается при вылете из нее двух электронов за время, меньшее ионной стадии процесса.

Черкасский государственный  
педагогический институт

Поступило  
21 X 1974

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

<sup>1</sup> H. Tollert, Zs. phys. Chem., B. 140A, 355 (1929). <sup>2</sup> J. H. Webb, C. H. Evans, J. Opt. Soc. Am., v. 28, 249 (1938). <sup>3</sup> A. M. Goldstein, C. H. Sherman, Rev. Sci. Instr., v. 23, № 6, 267 (1952). <sup>4</sup> М. Е. Фокич, И. С. Луцки и др., Журн. научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., т. 17, № 6, 419 (1972).