

УДК 519.95:535.215

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА РЕДУКЦИИ ДЛЯ АНАЛИЗА ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ПО ДАННЫМ ФОТОЭМИССИИ

М. Н. Агапов, С. В. Клишин, В. В. Михайлин, Ю. П. Пытьев

(кафедра теоретической физики; кафедра физики атмосферы и математической геофизики)

Рассматривается возможность восстановления оптического спектра падающего излучения по энергетическому спектру фотоэлектронов с помощью метода редукции. Предлагаемый метод позволяет обходиться без использования монохроматора.

Существующие в настоящее время методы анализа электромагнитного спектра (в основном это относится к видимой, ультрафиолетовой и инфракрасной областям) преимущественно связаны с использованием монохроматоров [1]. Наличие в них движущихся частей, а также достаточно большие габариты снижают возможность их использования в нестационарных (например, в бортовых или походных) условиях. Трудности еще более возрастают при работе в вакуумной ультрафиолетовой области спектра [2], в частности при использовании синхротронного излучения [3].

Здесь нами рассматривается возможность применения внешнего фотоэффекта для анализа спектра падающего излучения. Как известно, квант с энергией  $\hbar\omega$ , превышающей работу выхода  $E_F$ , вызывает эмиссию электронов с энергиями от нуля до  $E_{\max} = \hbar\omega - E_F$ . Распределение электронов по энергиям  $N(E)$  может быть измерено тем или иным способом [4]. При не слишком высокой интенсивности падающего излучения вид функции  $N(E)$  не меняется при изменении интенсивности и соблюдается принцип суперпозиции для различных длин волн. Таким образом, произвольному оптическому спектру  $\mathcal{F}(\hbar\omega)$  соответствует распределение эмиттированных

фотоэлектронов  $N(E) = \int_0^{\infty} N_{\hbar\omega}(E, \hbar\omega) \mathcal{F}(\hbar\omega) d(\hbar\omega)$ , где  $N_{\hbar\omega}(E, \hbar\omega)$  — распре-

деление фотоэлектронов для монохроматического излучения. Более кратко это соотношение можно записать в виде  $N = A\mathcal{F}$ , где  $A$  — линейный оператор (прибор). Здесь и далее используется одно и то же обозначение для прибора и соответствующего ему оператора.

Предлагаемая нами схема измерения оптического спектра  $\mathcal{F}(\hbar\omega)$  не содержит монохроматора и состоит в следующем: излучение фокусируется на фотокатод, за которым расположен анализатор фотоэлектронов по энергиям. В простейшем случае это задерживающая сетка и вторичный электронный умножитель (ВЭУ). На выходе анализатора наблюдается распределение электронов  $N(E)$ , искаженное шумом  $v(E)$  с нулевым средним значением ( $Mv=0$ ,  $M$  — символ математического ожидания), т. е. выходной сигнал равен  $\xi = A\mathcal{F} + v$ . Если известны оператор  $A$  и корреляционный оператор шума  $\Sigma$  (задана модель  $[A, \Sigma]$  схемы измерения), то методы редукции [5—7] позволяют вычислить оценку спектра  $\mathcal{F}$  по выходному сигналу  $\xi$ . Для определения оператора  $A$  проводится калибровка прибора при освещении фотокатода монохроматическим излучением. Исключение из оптической схемы монохроматора позволяет повысить чувствительность при малых интенсивностях на 1—2 порядка.

Нами было проведено моделирование данной задачи на ЭВМ. На рис. 1, перепечатанном из работы [8], приведены данные по фотоэмиссии с угловым разрешением для атомно-чистого вольфрама  $W(001)$  при различных энергиях фотонов  $\hbar\omega$  (эмиссия по нормали к поверхности). Это семейство кривых  $N_{\hbar\omega}(E, \hbar\omega)$ ; оно позволило построить матрицу оператора  $A$ . Сначала решалась прямая модельная задача: по заданному спектру  $\mathcal{F}(\hbar\omega)$  (рис. 2, а) формировался выходной сигнал  $\xi(E)$  (рис. 2, б). Относительная погрешность, обусловленная шумом, была равна 1%. Затем решалась задача редукции к высококачественному прибору  $U$  с ограничением на уровень шума. Суть ее состоит в вычислении оценки  $\eta = R\xi$  ( $R$  — оператор редукции), вектора  $U\mathcal{F}$ , который был бы на выходе прибора  $U$  при контролируемом уровне шума  $Rv$ . Естественна следующая постановка задачи:

$$\inf \{ \|RA - U\|_2 \mid R \in (\tilde{\mathcal{R}} \rightarrow \mathcal{U}), M \|Rv\|^2 \leq \varepsilon, U \in (\mathcal{R} \rightarrow \mathcal{U}) \} = \rho_\varepsilon, \quad (1)$$

где  $\|\cdot\|_2$  — операторная норма Гильберта—Шмидта,  $M$  — символ математического ожидания,  $\tilde{\mathcal{R}}$ ,  $\tilde{\mathcal{R}}$  и  $\mathcal{U}$  — пространства входных, выходных и редуцированных сиг-

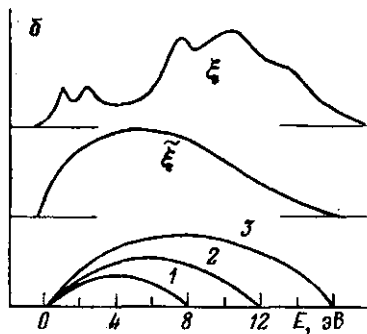
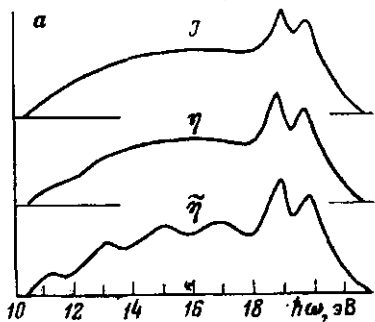
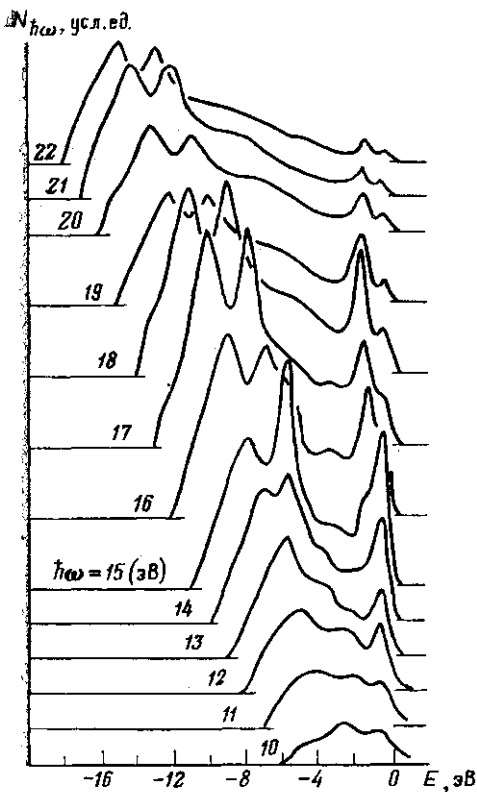


Рис. 1. Энергетические спектры фотоэлектронов в зависимости от энергии  $E$ , отсчитанной вниз от уровня Ферми  $E_F$  при нормальной фотоэмиссии из  $W$ . Кривые нормированы на интенсивность падающего излучения. Слева от каждой кривой указана энергия фотонов

Рис. 2. *a* — Исходный спектр  $\mathcal{F}$  и оценки  $\eta$  и  $\tilde{\eta}$ , полученные методом редукции. По оси ординат отложена интенсивность фотонов. *б* — Выходные сигналы  $\xi$  и  $\tilde{\xi}$  анализатора с фотокатодом, имеющим гладкую поверхность (вольфрам) и фотокатодом с нерегулярной поверхностью соответственно, а также семейство кривых  $\tilde{N}_{h\omega}(E, h\omega)$  (энергия фотонов  $h\omega_1$  (1),  $h\omega_2$  (2) и  $h\omega_3$  (3)) для фотокатода с нерегулярной поверхностью. По оси ординат отложена интенсивность фотоэлектронов

соответственно. Если  $R_e$  — ее решение, то сигнал  $\eta = R_e \xi = R_e A \mathcal{F} + R_e v = U \mathcal{F} + (R_e A - U) \mathcal{F} + R_e v$  следует интерпретировать как выходной сигнал прибора  $U$ , искаженный ложным сигналом  $(R_e A - U) \mathcal{F}$  и шумом  $R_e v$ . В частном случае, когда оператор  $S = AA^* + \Sigma$  невырожден, согласно [6] при  $\epsilon$  из интервала  $0 < \epsilon < \|U \tilde{\Sigma}\|_2^2$ ,  $\tilde{\Sigma} = (A^* \Sigma^{-1} A)^{-1}$  решение задачи (1) имеет вид  $R_e = UA^* S_{\Omega}^{-1}$ , где  $S_{\Omega} = AA^* + \Omega \Sigma$  и  $\Omega$  — единственный корень уравнения  $\|UA^* S_{\Omega}^{-1} \Sigma^{1/2}\|_2^2 = \epsilon$ . При этом оперативная характеристика, связывающая уровень шума  $h(\epsilon, U) = M \|R_e v\|^2$  и невязку  $g(\epsilon, U) = \|(R_e A - U)\|_2^2$ , задается равенствами  $h(\epsilon, U) = \epsilon$ ,  $g(\epsilon, U) = \|U(I - A^* S_{\Omega}^{-1} A)\|_2^2$ .

Оценка  $\eta = R_e \xi$  для спектра  $\mathcal{F}$  представлена на рис. 2, *a*. Видно, что отличия между  $\eta$  и  $\mathcal{F}$  незначительны.

Для фотокатодов с нерегулярной поверхностью, имеющей сложную форму, можно ожидать, что кривые  $\tilde{N}_{h\omega}(E, h\omega)$  не будут иметь таких резких особенностей, как кривые  $N_{h\omega}(E, h\omega)$ , изображенные на рис. 1, но должно выполняться соотношение  $\tilde{E}_{\max} = h\omega - \tilde{E}_F$ . Три кривых из семейства  $\tilde{N}_{h\omega}(E, h\omega)$  изображены на рис. 2, *б*

(кривые 1, 2, 3, начерченные для различных энергий фотонов). По этому семейству была построена матрица оператора  $A$  и выполнены модельные расчеты, аналогичные предыдущим. Хотя уровень шума на кривой  $\xi$  (см. рис. 2, б) невысок и соответствует относительной погрешности 0,1%, оценка  $\eta = R\xi$  сильно отличается от исходного спектра  $\mathcal{F}$  (см. рис. 2, а), т. е. для восстановления спектра предпочтительнее использовать нормальную фотоэмиссию из фотокатода с гладкой поверхностью (вольфрам), а не фотоэмиссию из катода с нерегулярной поверхностью.

Оперативная характеристика модели  $[A, \Sigma, U]$  может служить паспортом комплекса «Прибор+ЭВМ». На рис. 3 представлены оперативные характеристики для фото-

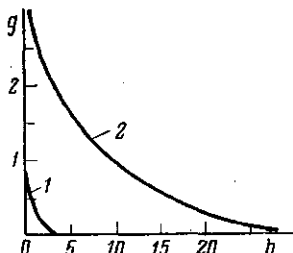


Рис. 3. Оперативные характеристики для фотокатода из вольфрама (1) и фотокатода с нерегулярной поверхностью (2)

токатода из вольфрама (1) и фотокатода с нерегулярной поверхностью (2). Чем ниже расположена кривая, тем точнее будут оценки редукиции. Сравнение оперативных характеристик позволяет ориентироваться в выборе фотокатодов.

В заключение следует подчеркнуть, что воспроизводимость кривых  $N_{\hbar\omega}(E, \hbar\omega)$  от фотокатода к фотокатоду не играет принципиальной роли. Необходимо лишь, чтобы  $N_{\hbar\omega}(E, \hbar\omega)$  можно было измерить для данного фотокатода (калибровка) и чтобы величина  $N_{\hbar\omega}(E, \hbar\omega)$  оставалась стабильной на период измерения спектра  $\mathcal{F}$ . В основном стабильность нарушается загрязнением и старением поверхности катода, а также действием магнитного поля и колебаниями температуры.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Лебедева В. В. Техника оптической спектроскопии. М., 1986. [2] Зайдель А. Н., Шрейдер Е. Я. Вакуумная спектроскопия и ее применение. М., 1976. [3] Михайлин В. В., Гернов И. М. Синхротронное излучение. М., 1986. [4] Бейкер А., Беттеридж Д. Фотоэлектронная спектроскопия. М., 1975. [5] Пытьев Ю. П. //Матем. сб. 1985. 126(168), № 4, С. 543. [6] Пытьев Ю. П. //Там же. 1983. 120(162), № 2. С. 240. [7] Пытьев Ю. П. //Там же. 1982. 118(160), № 1(5). С. 19. [8] Smith R. J. et al. //Solid State Comm. 1976. 19, N 10. P. 976.

Поступила в редакцию  
29.06.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 2

УДК 530.145.6

#### РЕЛЯТИВИСТСКИЙ ОДНОМЕРНЫЙ АТОМ ВОДОРОДА

В. Б. Гостев, В. К. Перес-Фернандес, А. Р. Френкин, Г. А. Чижов

(кафедра теоретической физики)

Найдено новое решение одномерного уравнения Клейна—Гордона с кулоновским потенциалом притяжения, имеющее нерелятивистский предел, совпадающий с физически приемлемым нерелятивистским решением для одномерного атома водорода.

Задача о движении релятивистской бесспиновой частицы в притягивающем кулоновском поле

$$V = -\lambda |x|^{-1}, \quad -\infty < x < \infty, \quad \lambda > 0 \quad (1)$$