

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ВОЛЬТАМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ФОТОИОНИЗАЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА ИЗЛУЧЕНИЯ

Е. И. Бутиков и Я. Н. Тумаркин

Для увеличения чувствительности метода фотоионизационной спектроскопии излучения в работе [1] была предложена его модификация, в которой допускаются упругие соударения фотоэлектронов с атомами рабочего газа. Основной элемент спектрометра — цилиндрическая камера, в торцах которой расположены электронные зеркала с задерживающим потенциалом U . За зеркалами находятся детекторы электронов. Для уменьшения потерь электронов на боковых стенках камеры она помещена в однородное магнитное поле, направленное вдоль оси.

В данной работе рассматривается идеализированная вольтамперная характеристика (ВАХ) спектрометра, т. е. зависимость тока j детекторов от задерживающего напряжения U в предположении, что при упругих соударениях с атомами рабочего газа энергия фотоэлектронов не изменяется. Это соответствует нулевому приближению по малой величине m/M — отношению массы электрона к массе атома.

Монохроматическое излучение частоты ω и постоянной интенсивности создает в 1 с в 1 см³ объема камеры I электронов с одинаковой энергией $\varepsilon = \hbar\omega - E_i$ (E_i — энергия ионизации атомов рабочего газа). Когда число электронов n в 1 см³ мало по сравнению с числом атомов N_a , электрон-электронные и электрон-ионные столкновения редки, и можно считать, что диффузия электронов вдоль оси камеры характеризуется плотностью потока $J_z = -D(\partial n/\partial z)$ с коэффициентом диффузии $D = \lambda^2/3\tau$, где $\lambda = 1/N_a\sigma_t$ — средняя длина свободного пробега электрона (σ_t — транспортное сечение электрон-атомных столкновений), $\tau = \lambda/\sqrt{2\varepsilon/m}$ — среднее время между соударениями. Магнитное поле H будем считать настолько сильным, чтобы ларморовский радиус электрона $r = \lambda/\omega_H\tau$ был много меньше как радиуса камеры R , так и средней длины пробега λ . Тогда поперечную диффузию можно рассматривать в дрейфовом приближении и характеризовать коэффициентом $D_\perp = r^2/3\tau$ [2]. В цилиндрических координатах плотность электронов $n(\rho, z)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial n}{\partial t} = I + D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + D_\perp \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial n}{\partial \rho} \right). \quad (1)$$

Попадающие на боковые стенки электроны поглощаются, поэтому при $\rho = R$ плотность $n = 0$. Электроны, достигающие расположенных при $z = \pm L$ зеркал, проходят сквозь них и достигают детекторов, если угол θ между осью камеры и направлением скорости удовлетворяет условию $\varepsilon \cos^2 \theta > U$ (задерживающее поле считается здесь однородным). В противном случае электроны отражаются в объем камеры. Поэтому граничные условия для $n(\rho, z)$ при $U \leq \varepsilon$ имеют вид

$$\mp D \frac{\partial n}{\partial z} = (\lambda/4\tau) [1 - (U/\varepsilon)] n(\pm L, \rho); n(z, R) = 0. \quad (2)$$

Решение уравнения (1) с граничными условиями (2) может быть найдено в виде ряда по функциям Бесселя $J_0(\mu_k \rho/R)$, где μ_k ($k=1, 2, \dots$) — нули функции $J_0(x)$. При равномерном испускании электронов по всему объему камеры ($I = \text{const}$) стационарное решение имеет вид ($U \leq \varepsilon$)

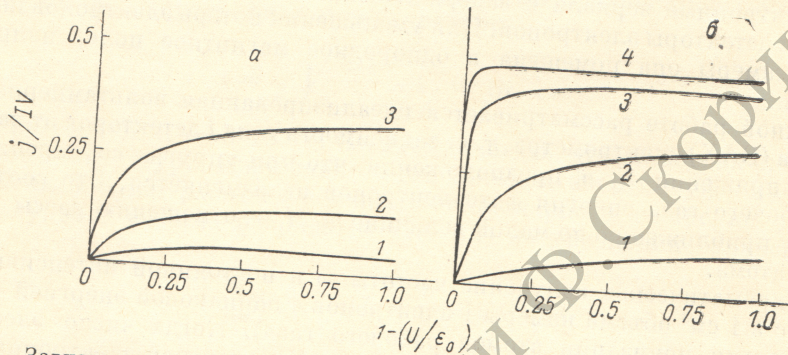
$$n(\rho, z) = I \frac{b\tau}{\mu^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_0(\mu_k \rho/R)}{\mu_k^3 J_1(\mu_k)} \left[1 - \frac{\text{ch}(\mu_k z/\lambda)}{\text{ch}(\mu_k L/\lambda) + \mu_k Y(U) \text{sh}(\mu_k L/\lambda)} \right]. \quad (3)$$

Параметры $\mu = r/R$ и $\nu = \lambda/L$ характеризуют отношение ларморовского радиуса электрона к радиусу камеры и средней длины свободного пробега к длине камеры. Зависимость n от задерживающего потенциала U определяется функцией $Y(U) = (3/4\mu) [1 - (U/\varepsilon)]$.

Полученное решение (3) дает возможность найти ток детектора электронов $j(U)$, т. е. теоретическую ВАХ спектрометра при монохроматическом освещении

$$j(U) = 2IV (\nu/\mu) Y(U) \sum_{k=1}^{\infty} \chi_k^{-4} \{1 + Y(U)/[\chi_k \operatorname{th}(\mu\chi_k/\nu)]\}^{-1}; \quad U \leq \varepsilon, \quad (4)$$

(здесь $V=2\pi R^2L$ — объем камеры спектрометра), и $j=0$ при $U > \varepsilon$. На рисунке приведены ВАХ, рассчитанные по формуле (4) при различных значениях параметров μ и ν . Наиболее характерная их особенность — излом при $U=\varepsilon$. При уменьшении U от этого значения ток детектора возрастает. Пока выполняется неравенство $1-U/\varepsilon \ll \mu \operatorname{th}(\mu/\nu)$, рост тока происходит по ли-



Зависимость тока анализатора от задерживающего напряжения.

а — при $\mu=0.05$ и различных ν : 1 — 0.01, 2 — 0.05, 3 — 0.2. б — при $\nu=0.2$ и различных μ : 1 — 0.2, 2 — 0.05, 3 — 0.01, 4 — 0.001.

нейному закону $j(U) = (3/2^6)IV(\nu/\omega^2) [1 - (U/\varepsilon)]$. В таких условиях большинство электронов поглощается боковыми стенками, не достигнув детектора; их распределение по длине камеры практически равномерно, а радиальное распределение характеризуется параболическим профилем $n(\varphi) = 3/4 (I\tau/\mu^2) [1 - (\varphi^2/R^2)]$. Протяженность линейного участка ВАХ быстро сокращается с увеличением магнитного поля. В сильном магнитном поле, когда $\mu/\nu \ll 1$, выражение (4) упрощается

$$j(U) = 2IV (\nu/\mu) Y(U) \sum_{k=1}^{\infty} \chi_k^{-4} \{1 + [\nu Y(U)/\mu\chi_k^2]\}^{-1}, \quad U \leq \varepsilon. \quad (5)$$

При уменьшении U от значения ε ток $j(U)$ возрастает и быстро достигает насыщения. Его максимальное значение, как следует из (5), равно $IV/2$, т. е. в достаточно сильном магнитном поле поперечная диффузия замедляется настолько, что при насыщении практически все электроны достигают детекторов. Интервал изменения задерживающего напряжения ΔU , в пределах которого происходит нарастание тока до близких к насыщению значений, по порядку величины составляет $(\mu^2/\nu)\varepsilon$ и в достаточно сильных магнитных полях может быть весьма малым. В таком случае ВАХ с хорошей точностью можно аппроксимировать ступенькой $j(U) = IV/2$ при $U < \varepsilon$, $j=0$ при $U > \varepsilon$. При этом на участке ВАХ, определяемом условием $1 - (U/\varepsilon) \ll \lambda/L$, распределение электронов по длине камеры практически равномерное: концентрация при $z = \pm L$ отличается от средней не более, чем на 10%, при $1 - (U/\varepsilon) < 0.4 \lambda/L$. Таким образом, возможны два различных режима работы спектрометра при исследовании излучения с неизвестным спектральным составом.

1. Работа с использованием излома и линейного участка ВАХ. В этом случае энергетический спектр фотоэлектронов находится двухкратным дифференцированием измеряемой зависимости $j(U)$;

2. Режим насыщенного сигнала, когда ВАХ аппроксимируется ступенькой. Энергетический спектр создаваемых излучением фотоэлектронов находится однократным дифференцированием $j(U)$.

Сравнение этих режимов работы показывает, что в первом режиме теоретическая разрешающая сила выше, чем во втором, так как при монохроматическом

освещении (в рассматриваемом здесь приближении $m/M \rightarrow 0$) двойное дифференцирование ВАХ дает бесконечно узкий контур, расположенный при $U = \varepsilon$, в то время как однократное дифференцирование ВАХ в режиме насыщенного сигнала дает контур конечной ширины из-за некоторого размытия ступеньки ВАХ. Но режим насыщенного сигнала характеризуется большей чувствительностью и при исследовании излучения слабых источников может обеспечить более высокое отношение сигнал/шум, так как здесь почти все фотоэлектроны попадают в детектор и дают вклад в сигнал, в то время как в первом режиме лишь малая часть фотоэлектронов достигает детекторов.

Авторы признательны Е. Д. Мищенко за ряд полезных обсуждений.

Литература

- [1] Е. Д. Мищенко, А. М. Абдуллаев, Т. В. Казачевская, Г. С. Квартер. Опт. и спектр., 44, 1076, 1978.
 [2] Л. Хаксли, Р. Кромптон. Диффузия и дрейф электронов в газах. «Мир», М., 1977.

Поступило в Редакцию 25 марта 1982 г.

УДК 548.0:538

ВЛИЯНИЕ АМПЛИТУДНОЙ МОДУЛЯЦИИ НА ДИФРАКЦИЮ СВЕТА В МАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Д. И. Семенцов

Теоретический анализ особенностей дифракции света на различных доменных структурах, реализуемых в тонких слоях магнитоупорядоченных кристаллов, проведенный в работах [1-5], основывался прежде всего на представлении магнитной доменной решетки как транспаранта с фазовой функцией пропускания [6]. Такое представление, как будет показано ниже, не является полным, поскольку при прохождении света через образец с модулированной намагниченностью происходит модуляция не только фазы, но и амплитуды проходящей волны. В настоящей работе проводится учет влияния амплитудной модуляции на характер распределения дифрагировавшего на полосовой доменной структуре светового поля.

1. Пусть свет нормально падает на монокристаллическую пластинку толщиной L с ПДС. Ось OZ направим вдоль нормали к поверхности, а ось OY — перпендикулярно плоскости доменных границ. Будем считать, что в ПДС осциллирует составляющая намагниченности M_z . Как известно [7], при распространении света вдоль оси OZ в пренебрежении квадратичными магнитооптическими эффектами световое поле в среде может быть представлено в виде суперпозиции циркулярно поляризованных полей

$$E^{\pm}(z) = A^{\pm} \exp(ik_{\pm}z), \quad (1)$$

где константы распространения циркулярных волн $k_{\pm} = k \mp \rho$. Здесь $k = k_0 \sqrt{\varepsilon}$, $\rho = k_0 g \cos \varphi / 2\sqrt{\varepsilon}$, $k_0 = \omega/c$, ε — диагональная компонента тензора диэлектрической проницаемости, g — первый магнитооптический параметр, φ — угол между направлением распространения света и намагниченностью кристалла. Выражение (1) является исходным во всех работах по дифракции света на магнитных доменах при записи светового поля на выходной поверхности образца $E^{\pm}(L)$. При этом считается, что модуляция намагниченности в ПДС приводит в (1) к модуляции фазы (угол φ является периодической функцией координаты y), тогда как амплитуда A^{\pm} принимается равной амплитуде падающей волны E_{0e}^{\pm} . Между тем, решение граничной задачи приводит к следующему выражению для проходящей волны:

$$E_{\mp}^{\pm} = \frac{2k_0}{k_0 + k_{\pm}} E_{0e}^{\pm} \exp(ik_{\pm}z). \quad (2)$$