

## О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ИОНИЗАЦИИ МЕТОДОМ ДВОЙНОЙ МОДУЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

В. Я. Заславский

### 1. Введение.

В настоящее время методы измерения дифференциальных функций возбуждения или ионизации электронами основаны главным образом на использовании электростатических или магнитных селекторов [1,2]. Энергетическое разрешение подобных устройств определяется их геометрическими размерами и, следовательно, для получения пучка электронов с малым энергетическим разбросом селекцию необходимо производить при малых энергиях электронов. Однако с понижением энергии возрастает коэффициент отражения электронов от стенок и апертур, что приводит к образованию неконтролируемого объемного заряда. Кроме того, при малых энергиях электронов сильно сказывается влияние внешних нескомпенсированных полей. Все это серьезно ограничивает величину выходного тока и разрешение ( $\Delta E = 0,03-0,1$  эв,  $I = 10^{-8} - 10^{-10}$  а).

Измерения, основанные на модуляции электронного пучка с дальнейшей регистрацией сигнала на частоте модуляции, позволяют определить полные сечения при использовании неселективного приемника. Разрешение по энергии в модуляционном методе достигает 0,005 эв [3-5]. При этом из-за регистрации переменного сигнала снижаются требования к временной и температурной стабильностям установки. Задача избирательной регистрации электронов заданной энергии в модуляционных методах не решена.

## 2. Описание метода.

Термоэлектроны, эмиттированные катодом, имеют максвелловское распределение по скоростям. Затормозив пучок относительно катода отрицательным потенциалом  $U_T$ , соответствующим максимуму распределения  $N = N(E)$ , можно отсечь электроны, энергия которых недостаточна для преодоления тормозящего потенциала; и далее исключим их из рассмотрения. Если тормозящий потенциал промодулировать переменным напряжением  $U_{1m} \cos \omega_1 t$ , то исходное распределение электронов будет промодулировано по энергии с той же частотой  $\omega_1$  и амплитудой  $E_{1m}$ , соответствующей  $U_{1m}$ . При этом число электронов, лежащих в фиксированном интервале  $\Delta E \ll 2E_{1m}$  в области максимума распределения, не изменяется ( $dN(E)/dE = 0$ ), если  $U_{1m}$  достаточно мало, в то время как число электронов, лежащих на крыле распределения, меняется. В силу этого ток пучка, определяемый электронами с энергиями в интервале  $2E_{1m}$ , относящимся к области максимума распределения, не будет промодулирован по амплитуде. Количество же электронов, принадлежащих крылу распределения, меняется, и, следовательно, ток, определяемый ими, промодулирован. В дальней энергетической части "хвоста" распределения  $dN(E)/dE \rightarrow 0$ , однако доля этих электронов мала по сравнению с максимумом распределения.

После первого тормозящего электрода пучок затем ускоряется до энергии  $E_{10}$ , при которой изучается рассеяние. Ток пучка на входе в камеру столкновений можно записать в виде

$$I = I_{10} + I_{1m} \cos \omega_1 t, \quad (1)$$

где  $I$  - полный ток пучка, входящего в область столкновений,  $I_{10}$  - немодулированная по амплитуде часть тока пучка, определяемая электронами, относящимися к максимуму распределения  $N = N(E)$ ,  $I_{1m} \cos \omega_1 t$  - мо-

дулированная с частотой  $\omega_1$  часть тока пучка, определяемая электронами крыла распределения.

Энергетическое распределение электронов, полученное после прохождения тормозящего электрода, сместится после ускорения на величину  $E_{10}$  в область более высоких энергий. При этом энергетический разброс электронов, создающих ток  $I_{10}$ , определяется лишь величиной  $2E_{1m}$ , в то время как электроны, создающие ток  $I_{1m} \cos \omega_1 t$ , распределены во всем интервале энергии "хвоста".

Проходя область столкновений, электронный пучок рассеивается на атомах. Ток рассеянных электронов определяется значением вероятности возбуждения  $i$ -го уровня атома и ее производной при значении энергии  $E_{10}$ . Поскольку электронами, имеющими энергию  $E_{10}$ , может возбуждаться ряд атомных уровней ( $i = 1, 2, 3, \dots, k, \dots, n$ ), после рассеяния изменится энергетическое распределение пучка. В нем появятся электроны, испытавшие столкновения, с энергетическим спектром, соответствующим  $E_{10} - E_i$ . Ток электронов, достигших выходной апертуры камеры столкновений, может быть записан в виде

$$I = (I_{10} + I_{1m} \cos \omega_1 t) \left[ 1 - \sum_{i=1}^n P_i(E_{10}) - \sum_{i=1}^n \frac{\partial P_i(E_{10})}{\partial E} E_{1m} \cos \omega_1 t \right], \quad (2)$$

где суммирование производится по всем уровням  $i$ , лежащим в области от 0 до  $E_{10}$ . Здесь  $P_i(E_{10})$  - вероятность возбуждения  $i$ -го уровня электронами с

энергией  $E_{10}$ ,  $\frac{\partial P_i(E_{10})}{\partial E}$  - производная по энергии  $E$

точке  $E_{10}$  от вероятности возбуждения  $i$ -го уровня электрона с энергией  $E_{10}$ . Каждому значению  $P_i(E_{10})$  соответствует ток электронов, имеющих энергию  $E_{10} - E_i$ .

После объема столкновений электронный пучок проходит электрод, анализирующий энергетическое распределение прошедших электронов. Это осуществляется подачей тормозящего потенциала  $U_{20}$ . Из пучка электронов, прошедшего выходную апертуру камеры столкновений, отсекаются те, энергия которых  $(E_{10} - E_i) < E_{20}$ , т.е. которые возбудили уровни, лежащие выше  $k$ -го. Если второй тормозящий потенциал  $U_{20}$  промодулировать по амплитуде с частотой  $\omega_2$ , промодулирован будет лишь ток тех электронов, энергия которых после столкновения лежит в пределах  $E_{20} \pm E_{2m}$ , где  $E_{20}$  - энергия, необходимая для преодоления потенциального барьера, задаваемого вторым тормозящим потенциалом  $U_{20}$ ,  $E_{2m}$  - амплитуда изменения энергии, определяемая амплитудой модуляции второго тормозящего потенциала. Действительно, электроны, которые возбудили уровни выше  $k$ -го, имеют энергию меньшую, чем  $E_{20} - E_{2m}$ , не преодолевают потенциальный барьер  $U_2$  и отсекаются. Электроны, энергия которых больше  $E_{20} + E_{2m}$ , преодолеют потенциальный барьер  $U_2$  и, следовательно, ток, определяемый ими, также не модулирован по амплитуде. Электроны, энергия которых лежит в области  $E_{20} \pm E_{2m}$  дадут ток, промодулированный с частотой  $\omega_2$  по амплитуде, так как их число при наличии тормозящего потенциала  $U_2 = U_{20} + U_{2m} \times \cos \omega_2 t$  будет меняться. Поэтому в выражении (2) должны быть умножены на  $\cos \omega_2 t$  лишь члены, относящиеся к  $k$ -му уровню. Таким образом, выражение для тока пучка после прохождения второго тормозящего потенциала  $U_2$  имеет вид

$$I = (I_{10} + I_{1m} \cos \omega_1 t) \left[ 1 - \sum_{i \neq k} P_i(E_{10}) - \right.$$

$$\begin{aligned}
 & - \sum_{i \neq k} \frac{\partial P_i(E_{10})}{\partial E} E_1 \cos \omega_1 t - P_k(E_{10}) \cos \omega_2 t - \\
 & \left. - \frac{\partial P_k(E_{10})}{\partial E} E_1 \cos \omega_1 t \cos \omega_2 t \right]. \quad (3)
 \end{aligned}$$

Из выражения (3) видно, что на частоте  $\omega_2$  регистрируется ток электронов, возбуждивших  $k$ -й уровень. По величине измеренного тока можно определить сечение возбуждения  $k$ -го уровня электронами с энергией  $E_{10}$ , имеющими энергетический разброс  $2E_{1m}$ . При этом полоса пропускания приемника равна  $2E_{2m}$ . Величина измеряемого сигнала равна

$$I_k = I_{10} P_k(E_{10}) \cos \omega_2 t. \quad (4)$$

Для выяснения условий достижения максимального разрешения и чувствительности необходимо рассмотреть выражение (3). Поскольку в него входят неявным образом  $E_{1m}$  и  $E_{2m}$ , желательно выяснить, каково должно быть их соотношение.

При  $E_{2m} < E_{1m}$  регистрируется лишь часть полезного сигнала, так как изменение тока электронов, возбуждивших  $k$ -й уровень, пропорционально  $E_{2m} \cos \omega_2 t$ . При  $E_{2m} > E_{1m}$  для уровней, имеющих энергию возбуждения, соизмеримую с  $E_k \pm E_{2m}$ , к регистрируемому сигналу, соответствующему возбуждению  $k$ -го уровня, будет примешиваться сигнал, соответствующий возбуждению уровней, отстоящих от  $k$ -го на  $E_{2m}$ , что означает ухудшение разрешения. Следовательно, условия, оптимальные с точки зрения разрешения и чувствительности, определяются равенством

$$E_{2m} = E_{1m}. \quad (5)$$

Из выражения (3), видно, что на частоте  $\Omega = \omega_1 \pm \omega_2$  может быть выделена производная по энергии функции

возбуждения  $k$ -го уровня в точке  $E_{10}$ , измеренная с разрешением по энергии  $2E_{1m}$ .

На частоте  $\Omega = \omega_1 \pm \omega_2$  измеряемый ток определяется двумя составляющими

$$I_{\Omega} = 0,5 \left[ I_{1m} P_k(E_{10}) + I_{10} \frac{\partial P_k(E_{10})}{\partial E} E_{1m} \right] \cos(\omega_1 \pm \omega_2)t, \quad (6)$$

однако величина  $I_{1m}$  может быть выделена при регистрации сигнала на частоте  $\omega_1$ , а величина  $P_k(E_{10})$  - на частоте  $\omega_2$ . Второй член выражения (6) может быть затем легко подсчитан.

Все выше сказанное относится к измерению электронов в проходящем пучке. Для получения дифференциальных сечений рассеяния, т.е. измерения тока электронов, рассеянных на определенный угол с определенной энергией, метод регистрации остается прежним, но выражение (2) запишется в ином виде

$$I(\theta) = (I_{10} + I_{1m} \cos \omega_1 t) \left[ \sum_{i=1}^n P_i(E_{10}, \theta) + \sum_{i=1}^n \frac{\partial P_i(E_{10}, \theta)}{\partial E} E_{1m} \cos \omega_1 t \right], \quad (7)$$

где  $\theta$  - угол наблюдения по отношению к падающему пучку,  $P_i(E_{10}, \theta)$  - вероятность того, что электрон с энергией  $E_{10}$ , возбуждавший  $i$ -й уровень, рассеется под определенным углом  $\theta$ . Выделение  $k$ -го уровня и в этом случае производится путем модуляции тормозящего потенциала с частотой  $\omega_2$ , как было описано выше.

В заключение приношу благодарность за полезные советы и внимание В. Н. Колесникову.

Поступила в редакцию  
20 июля 1971 г.

## Л и т е р а т у р а

1. J. A. Simpson, S. R. Mielzrars, J. Cooper. J. Opt. Soc. Am., 54, 269 (1964).
2. P. Marmet, L. Kerwin. Canad. J. Phys., 38, 787 (1960).
3. J. D. Morrison, J. C. Nicholson. J. Chem. Phys., 31, 1320 (1959).
4. P. Marmet, J. D. Morrison. J. Chem. Phys., 36, 1238 (1962).
5. D. E. Golden, A. Zecca. Rev. Sci. Instr., 42, 210 (1971).