

В. Л. ГИНЗБУРГ

**ОБ АСИММЕТРИИ ЭФФЕКТИВНОГО СЕЧЕНИЯ ДЛЯ УДАРОВ
ВТОРОГО РОДА**

(Представлено академиком Л. И. Мандельштамом 17 X 1939)

При рассмотрении ударов 2-го рода упускается, насколько нам известно, одна особенность этого процесса. Начнем со случая соударения электрона с атомом, который для простоты считаем обладающим одним оптическим электроном без спина. Дифференциальное эффективное сечение для удара 2-го рода (атом совершает переход $N \rightarrow 0$, электрон претерпевает изменение импульса $\vec{q} = \vec{p}_0 - \vec{p}_1$, где \vec{p}_0 — начальный импульс) в случае применимости 1-го приближения Борна равно (1):

$$d\Phi_{N \rightarrow 0}(\vec{q}) = \frac{4e^4 m^2}{q^4} \cdot \frac{|\vec{p}_1|}{|\vec{p}_0|} \cdot \left| \int U_0^*(\vec{r}) U_N(\vec{r}) e^{\frac{i\vec{q}\vec{r}}{\hbar}} dv \right|^2 d\Omega, \quad (1)$$

где U_0 и U_N — собственные функции конечного и начального (возбужденного) состояния.

Особенность, о которой упомянуто выше, заключается в том, что $d\Phi_{N \rightarrow 0}$, вообще говоря, существенно зависит от того, каким образом возбужден атом.

Примем для определенности, что возбужденное состояние есть np , а начальное (до возбуждения) и конечное (после удара 2-го рода) есть $1S$ состояние. Тогда при возбуждении атома светом возбуждается то из трех возможных np состояний с различными m , в котором проекция момента количества движения на направление электрического вектора света \vec{E} равна нулю. Состояние np вырождено относительно магнитного квантового числа m ; поэтому выбор системы собственных функций (с различными m), принадлежащих терму np , произволен (2). Выберем эти функции в системе с полярной осью, направленной по \vec{q} . Тогда, если $\vec{E} \parallel \vec{q}$, возбуждается с известной вероятностью состояние с функцией *

$$U_{N||} = R_{n1}(r) \frac{P_{10}(\cos \vartheta)}{\sqrt{2\pi}}. \quad (2)$$

* Волновая функция атома, возбуждаемого светом, пропорциональна выражению (n и l считаются заданными):

$$\psi_{nl} \sim \sum_m \left(\int U_{100}^* \vec{E} \vec{r} U_{nlm} dv \right) U_{nlm}.$$

Если же $\vec{E} \perp \vec{q}$, то U_N равна (направление \vec{E} выбрано за ось OX):

$$U_{N\perp} = \frac{R_{n1}(r)}{\sqrt{4\pi}} P_{11}(\cos \vartheta) (e^{i\varphi} - e^{-i\varphi}). \quad (3)$$

Из (1) легко видеть, что $d\Phi_{N \rightarrow 0}$ равно в данном случае нулю, если $\vec{q} \perp \vec{E}$, и не равно нулю при $\vec{q} \parallel \vec{E}$. Таким образом сечение для ударов 2-го рода асимметрично в том смысле, что оно зависит от взаимной ориентации векторов \vec{q} и \vec{E} . В случае очень быстрых электронов для большинства соударений $\vec{q} \perp \vec{p}_0$, и следовательно, полное сечение также обладает резко выраженной асимметрией. Вообще же асимметрия относительно направления \vec{p}_0 , если справедливо соотношение (1), равна

$$A_{p_0} = \frac{\Phi_{\parallel} - \Phi_{\perp}}{\Phi_{\parallel} + \Phi_{\perp}} = \frac{A_q (3 \overline{\cos^2 \varphi} - 1)}{2 - A_q (1 - \overline{\cos^2 \varphi})}, \quad (4)$$

где $A_q = \frac{f_{\parallel} - f_{\perp}}{f_{\parallel} + f_{\perp}}$ — асимметрия относительно направления \vec{q} , а $\overline{\cos^2 \varphi}$ — усредненный по различным соударениям квадрат косинуса угла между \vec{q} и \vec{p}_0 . Φ_{\parallel} и Φ_{\perp} — сечения соответственно при $\vec{E} \parallel \vec{p}_0$ и $\vec{E} \perp \vec{p}_0$, f_{\parallel} и f_{\perp} — сечения при $\vec{E} \parallel \vec{q}$ и $\vec{E} \perp \vec{q}$.

Выражение (1) правильно, даже в борновском приближении, лишь в том случае, когда можно пренебречь эффектом электронного обмена. Учет обмена, совершенно необходимый при рассмотрении переходов между термами различной мультиплетности, также приводит к асимметрии сечения для ударов 2-го рода, так как вероятность возбуждения состояний с заданными n и l , но с различными m , вообще говоря, остается неодинаковой * (1).

Вероятность удара 2-го рода возрастает при уменьшении скорости электронов. Для медленных же электронов приближение Борна неприменимо, и какие-либо вычисления, пригодные для нахождения A_{p_0} (или A_q) отсутствуют (см. ниже). Поэтому важно установить связь асимметрии сечения для ударов 2-го рода с наблюдающейся на опыте поляризацией свечения, возбужденного электронным ударом. Это явление объясняется неодинаковой вероятностью возбуждения состояний с различными m при ударе 1-го рода. Например, если справедливо выражение (1), то при возбуждении $\Delta m = 0$ в системе координат с полярной осью по \vec{q} (2). Зная только поляризацию свечения, возбужденного ударом, нельзя еще определить величину асимметрии сечения, так как поляризация измеряется относительно направления начального импульса возбуждающего электрона \vec{p}_1 , а сечение определяется относительно \vec{p}_0 — направления электрона, на который переносится энергия. Однако из того факта, что

* Заметим, что называть асимметрию сечения для ударов 2-го рода «особенностью этого процесса», пожалуй, неверно. Действительно, все дело просто в том, что вероятность удара 2-го рода, как и других процессов, зависит от волновой функции начального для данного процесса состояния. При этом, однако, существенно, какое из возможных состояний с данной энергией (но с различными m) осуществляется.

при возбуждении медленными электронами с энергией, на несколько вольт превышающей потенциал возбуждения, поляризация свечения значительна (^{1, 3}), вытекает, что вероятность возбуждения состояний с различными m и в этом случае существенно неодинакова. Поэтому следует ожидать и для медленных электронов заметной асимметрии сечения для ударов 2-го рода. Если сделать упрощающие предположения, считая поляризацию свечения относительно направлений \vec{q} или \vec{p}_1 не зависящей от \vec{q} [первое имеет место в случае справедливости (1)], то знания поляризации свечения относительно направления \vec{p}_1 достаточно для определения A_{p_0} *. Произведенная таким способом оценка асимметрии сечения для удара 2-го рода с атомом Hg в состоянии 2^3P_1 приводит к значениям A_{p_0} в пределах от -8% до -20% , при энергии электронов в 1.8 eV [поляризация линии $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ ($2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$) при $E = 6.7 \text{ eV} = E_{\text{возб}} + 1.8 \text{ eV}$ равна -30% (³)].

Асимметрию сечения для ударов 2-го рода можно пытаться обнаружить с установкой, подобно применявшейся Латышевым и Лейпунским (⁶). Эти авторы наблюдали соударения электронов с атомами Hg в состоянии 2^3P_0 . Асимметрия сечения для этого состояния равна нулю, так как оно невырождено. Концентрация же атомов Hg на уровне 2^3P_1 не может быть сделана такой большой, как в метастабильном состоянии 2^3P_0 . Это обстоятельство в сочетании с необходимостью измерять эффект в несколько процентов осложняет экспериментирование.

Имеется также возможность обнаружения ударов 2-го рода электронов с атомом, например, Hg по возбуждению атомов нетушащей примеси к ртутному пару. Конечно, примесь нужно выбрать так, чтобы ее потенциал возбуждения был меньше суммы начальной энергии электрона E и потенциала возбуждения $E_{\text{возб}}$ Hg, но в то же время больше E . При пользовании подобным методом отпадает осложняющее влияние фототоков, присутствующее в установке Латышева и Лейпунского.

Исследование поляризации свечения, возбужденного электронным ударом, показывает (^{1, 3, 6}), что приближение Борна в случае достаточно медленных электронов приводит к выводам, находящимся в резком качественном несогласии с опытом. Так, согласно теории Борна абсолютное значение поляризации должно быть максимально при $E = E_{\text{возб}}$. На опыте же при $E = E_{\text{возб}}$, $P = 0$; поляризация достигает максимума при энергии, на несколько вольт превышающей потенциал возбуждения, после чего начинает падать. Для объяснения указанной зависимости поляризации от энергии, как и правильного описания в случае медленных электронов всех вопросов, относящихся к поляризации свечения при ударе 1-го рода и асимметрии сечения для ударов 2-го рода, необходимо применение более точных, чем метод Борна, приближений теории соударений. Применяемые в этой области методы искаженных волн и Лондона-Штукельберга учитывают лишь два состояния — начальное и одно возбужденное. Для выяснения же интересующих нас здесь явлений совершенно необходимо рассматривать одновременно все состо-

* При этом нужно также знать угловое распределение неупруго рассеянных электронов. Последнее и для медленных электронов находится в согласии с предсказаниями теории Борна (⁴). В следующей оценке A_{p_0} для ртути, ввиду того что она заведомо не может быть точна, использовано вычисленное по методу Борна угловое распределение, отвечающее рассеянию на водороде с возбуждением 2р

уровня, при том же значении отношения $\frac{E_{\text{возб}}}{E}$, как и в примере для Hg.

нения с различными m , принадлежащие данному терму. Если не учитывать обмена, исходная система уравнений принимает такой вид:

$$\left. \begin{aligned} (\nabla^2 + k_{10}^2) F_{100} &= \frac{2m}{\hbar^2} V_{100, 100} F_{100}, \\ (\nabla^2 + k_{nl}^2) F_{nlm} &= \frac{2m}{\hbar^2} \left(V_{100, nlm} F_{100} + \sum_{\nu=-l}^{\nu=l} V_{nl\nu, nlm} F_{nl\nu} \right), \\ m &= -l, -l+1, \dots, 0, \dots, l-1, l. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Обозначения здесь, с некоторыми очевидными изменениями, соответствуют принятым у Мотта и Мессии⁽⁷⁾. Решение системы (5) без существенных упрощений вряд ли осуществимо, однако из нее сразу видна связь находящихся в строгом резонансе состояний с различными m . Если в правую часть (5) подставить борновские значения для величин F , то (5) решается в квадратурах. Из этого решения непосредственно видно, что правило отбора $\Delta m = 0$ (см. выше) здесь уже места не имеет, и таким образом возбуждаются состояния со всеми значениями m , что должно приводить к уменьшению поляризации свечения. Подобно предложенной Мессии и Мором⁽⁸⁾ интерпретации увеличения упругого рассеяния для медленных электронов, как результата «двойного», «сверхупругого» соударения, уменьшение поляризации при малых скоростях можно пытаться рассматривать как следствие «двойных», деполяризующих соударений. Налетая на атом, электрон раньше всего возбудит с этой точки зрения состояние, разрешаемое в первом борновском приближении; далее, поскольку при этом ударе электрон теряет почти всю свою энергию, он сравнительно долго остается у атома и второй раз с ним соударяется, переводя его в состояние с другим значением m . Вероятность «двойного» удара должна возрастать при приближении E к $E_{\text{возб}}$, а следовательно, поляризация уменьшится при уменьшении E , что и наблюдается на опыте в области до максимальной поляризации. Высказанная гипотеза может быть в известной степени проверена экспериментально, если измерять поляризацию свечения, возбуждаемого в присутствии сильного магнитного поля*, снимающего вырождение относительно m . В силу последней причины вероятность деполяризующего соударения должна уменьшиться, а следовательно, максимум поляризации сместиться в сторону меньших значений E .

Сечение для ударов 2-го рода между атомами также, вообще говоря, асимметрично. В борновском приближении величина асимметрии значительна и может быть легко вычислена. Однако при встречающихся скоростях тяжелых частиц само это приближение заведомо неприменимо. Только для частиц тепловой скорости существуют разработанные методы, пригодные для нахождения A_{p_0} . Для этого случая Власов и Фурсов⁽⁹⁾ в работе, посвященной вычислению ширины спектральных линий, показали, что вероятность передачи энергии возбуждения между одинаковыми атомами зависит от взаимной ориентации вектора \vec{E} и их относительной скорости, и таким образом сечение для этого процесса асимметрично. Если и для скоростей $\sim 10^7$ см/сек асимметрия сечения значительна, можно пытаться ее обнаружить в опыте с атомным пучком. Пропуская атомный луч, возбуждаемый светом, через газ, нужно наблюдать тушение флюоресценции, в зависимости от ориентации векторов \vec{E} и \vec{p}_0 , по спадаанию интенсивности свечения вдоль пучка или по ширине линии све-

* Разумеется, поле нужно направить так, чтобы оно не деполяризовало свечения полностью⁽²⁾.

чения. В последнем случае асимметрия сечения проявится и при возбуждении атомов в пучке неполяризованным светом. Действительно, тушение состояний с заданными n и l , но различными m , неодинаково (при наличии асимметрии сечения), а значит, ширина линии должна зависеть от ее поляризации, т. е. зависеть от положения поляризатора, через который пропускается излучение до интерферометра.

Если выражение Власова и Фурсова для ширины линии применимо для скоростей $\sim 10^7$ см/сек, то при давлении в несколько-мм Hg ширина линии должна изменяться (для линии Hg $\lambda = 2357 \text{ \AA}$) на величину до 1 \AA при изменении положения поляризатора. В случае ударов 2-го рода электронов с атомами, напротив, нет надежды создать электронные пучки такой плотности, чтобы тушение вследствие ударов 2-го рода могло сказаться на ширине линии.

В заключение выражаю благодарность проф. Г. С. Ландсбергу за существенные замечания по настоящей работе.

Оптическая лаборатория
Научно-исследовательского института физики
Московского государственного университета

Поступило
21 X 1939

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Г. Бетэ, Квантовая механика простейших систем, §§ 49, 54 (1935).
² J. R. Oppenheimer, ZS. f. Phys., 43, 27 (1927). ³ H. W. B. Skinner a. E. T. S. Appleyard, Proc. Roy. Soc., A., 117, 224 (1928). ⁴ F. H. Nicoll a. C. V. O. Mohr, Proc. Roy. Soc., A., 142, 320 и 647 (1933). ⁵ G. D. Latyschoff u. A. I. Leipunsky, ZS. f. Phys., 65, 111 (1930). ⁶ W. G. Penney, Pr. Nat. Acad. Sc. Amer., 18, 231 (1932). ⁷ Мотт и Месси, Теория атомных столкновений, 427 (1935). ⁸ H. S. W. Massey a. C. V. O. Mohr, Proc. Roy. Soc., A., 140, 613 (1933). ⁹ А. А. Власов и В. С. Фурсов, ЖЭТФ, 6, 751 (1936).