

рического эффекта могут быть использованы для получения сведений о характере обменных подрешеточных взаимодействий в ферритах и их намагнитченности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белов К. П., Талалаева Е. В., Черникова Л. А., Ивановский В. И. Письма в ЖЭТФ, 7, 423, 1968.
2. Белов К. П., Талалаева Е. В., Черникова Л. А., Ивановский В. И., Кудрявцева Т. В. Письма в ЖЭТФ, 9, 671, 1969.
3. Белов К. П., Никитин С. А., Талалаева Е. В., Черникова Л. А., Кудрявцева Т. В., Тихонов В. В., Ивановский В. И. ЖЭТФ, 61, 1101, 1971.
4. Geller S., Williams H., Espinosa G., Sherwood R. The Bell System Technical Journal, 43, 565, 1964.

Поступила в редакцию
18.4 1972 г.

Кафедра
общей физики для биологов

УДК 535.112+537.56

В. В. БАЛАШОВ, С. С. ЛИПОВЕЦКИЙ, В. С. СЕНАШЕНКО

УГЛОВЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ, ЭЖЕКТИРУЕМЫХ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ АТОМОВ ГЕЛИЯ С БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

В отличие от полных сечений ионизации угловые и энергетические распределения электронов, образующихся в результате ионизации атомов электронным ударом, дают более полную информацию о механизме ионизационного процесса. Их экспериментальное и теоретическое изучение только начато, тогда как аналогичные исследования столкновений протонов с атомами были выполнены достаточно полно, обнаружив при этом ряд качественных особенностей механизма ионизации [1].

В работах группы Эрхарда [2], группы Бити [3—5] и группы Ода [6] исследовалась ионизация атомов гелия электронным ударом в широком диапазоне энергии налетающих электронов — от 100 до 2000 эв. Теоретическая интерпретация полученных результатов, проводилась в основном в рамках полуклассической теории бинарных столкновений [7]. Эта теория верно передает общую картину процесса ионизации: с увеличением энергии эжектируемых электронов резко падает их выход, а угловое распределение становится все более анизотропным. Наиболее существенное расхождение с экспериментом касается эжекции электронов в области передних и задних углов: теория не может объяснить большого выхода электронов в этих направлениях.

В разных задачах атомной физики полуклассическая теория бинарных столкновений все чаще заменяется более последовательным описанием в рамках борновского приближения. Применительно к рассматриваемой нам задаче борновское приближение использовалось в работе [8], где рассматривались спектры эжектируемых электронов, проинтегрированные по всем углам их вылета. Расчеты в борновском приближении углового распределения эжектируемых электронов, насколько нам известно, не проводились.

В настоящей работе в борновском приближении рассмотрена ионизация атома гелия быстрыми электронами. Вычислены угловые и энергетические распределения, соответствующие прямым переходам атомного электрона в непрерывный спектр (переходы через автоионизационные уровни не рассматриваются):

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{\vec{e}} dE} = \frac{\pi a_0^2}{E_0} \int_{Q_{\min}}^{Q_{\max}} \left| \langle \psi_f \left| \sum_{i=1}^2 e^{i\vec{Q}\vec{r}_i} \right| \psi_i \rangle \right|^2 \frac{dQ}{Q^3},$$

где \vec{Q} — изменение импульса рассеянного электрона, а Q_{\min} и Q_{\max} определяются кинематикой процесса, E_0 — энергия налетающего электрона, a_0 — атомная единица длины. Основное состояние атома гелия описывалось волновой функцией Хартри—Фока [9], состояние системы $\{\text{He}^+ + e\}$ симметризованным произведением водородополо-

добных функций; предполагалось, что выбитый электрон находится в кулоновском поле единичного заряда.

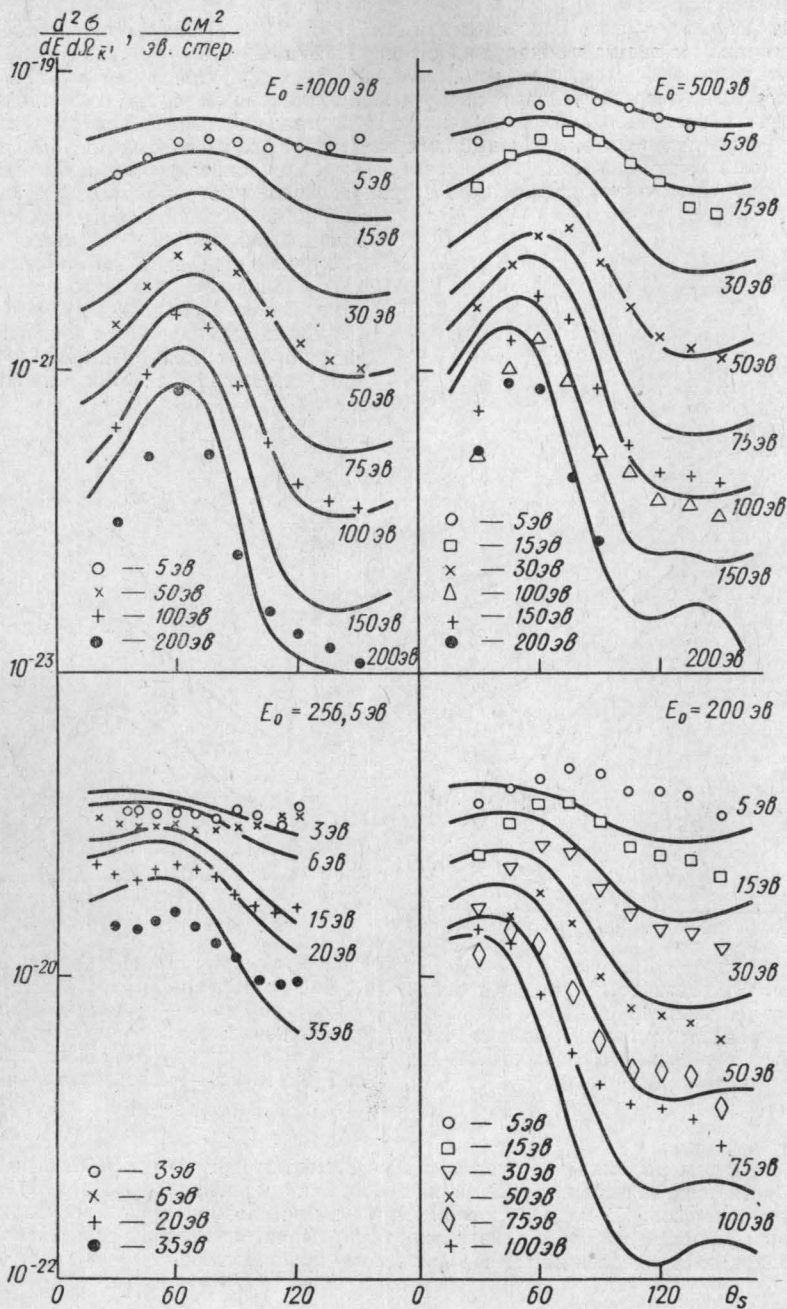


Рис. 1. Угловые распределения электронов, эжектируемых из атома гелия. Энергия налетающих и эжектируемых электронов указаны на рисунке. Сплошные линии — расчет в борновском приближении, значки — экспериментальные данные из работ [2—6]

Основные результаты расчетов показаны на рис. 1—3. Часть экспериментальных данных, показанных на рисунках, нормирована к расчетам, выполненным в настоящей работе: для $E_0 = 500 \text{ эВ}$ угловые распределения нормированы при угле эжекции 105°

и энергии выбитых электронов 50 эв (рис. 1) и 43,5 эв (рис. 3); для $E_0=256,5$ эв — при угле 90° нормированы независимо для каждого значения энергии выбитых электронов.

Вычисленные угловые распределения выбитых электронов при столкновениях с большой передачей энергии обнаруживает широкий максимум при углах $\sim 60^\circ$, который имеет чисто кинематическое происхождение (квазиупругое рассеяние). С уменьшением передачи энергии угловые распределения становятся более изотропными. Из энергетических распределений, вычисленных при различных значениях угла эжекции, видно, что с увеличением энергии выбитых электронов их число быстро убывает. Расчет в борновском приближении правильнее, чем теория бинарных столкновений, объясняет форму спектра эжектируемых электронов. Сравнение расчетов с результатами экспериментальной работы [3], где приводятся абсолютные значения выхода электронов при $E_0=1000$ эв показывает, что борновское приближение хорошо дает абсолютные значения выхода эжектируемых электронов и правильно передает общий характер изменения выхода при изменении энергии налетающих электронов.

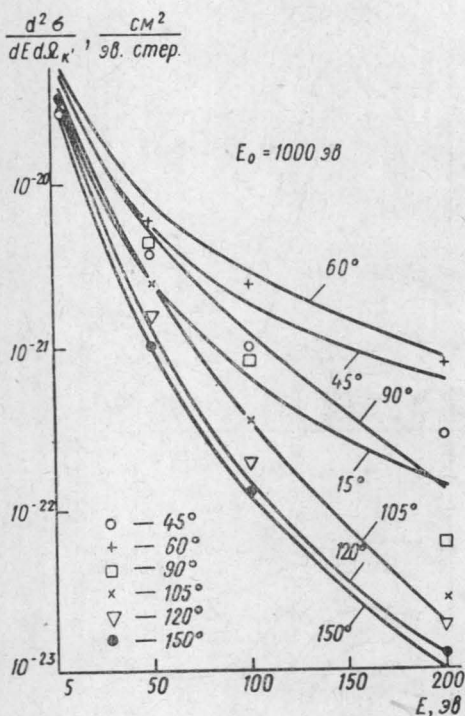


Рис. 2. Энергетические распределения электронов, эжектируемых из атома гелия под разными углами. Значения углов указаны на рисунке. Обозначения те же, что на рис. 1

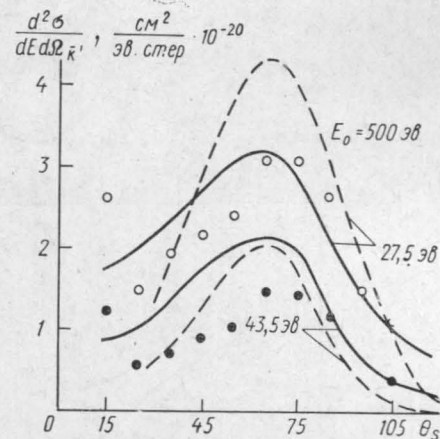


Рис. 3. Угловые распределения электронов, эжектируемых из атома гелия. Сплошные линии — расчет в борновском приближении; пунктирные линии — расчет в приближении бинарных столкновений [6]; точки — экспериментальные данные [6]

Вместе с тем расхождение теории с экспериментом при малых и больших углах эжекции остается, качественно напоминая особенности ионизирующих столкновений протонов с атомами [1]. Видимо механизм ионизации атомов в этих случаях более сложен, чем простая картина однократного рассеяния электрона, свойственная как теории бинарных столкновений, так и борновскому приближению.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rudd M. E., Sautter C. A., Bailey C. L. Phys. Rev., **151**, 20, 1966.
2. Ehrhardt H., Hesselbacher K. H., Jung K., Schulz M., Tekaats T. Z. Phys., **224**, 254, 1971.
3. Peterson W. K., Opal C. B., Beaty E. C. J. of Phys., **B4**, 1020, 1971.
4. Opal C. B., Peterson W. K., Beaty E. C. J. of Chem. Phys., **55**, 4100, 1971.
5. Beaty E. C., Opal C. B., Peterson W. K. VII ICPEAC, Abstracts of papers (Amsterdam, North-Holland), **2**, 872, 1971.

6. Oda N., Nishimira F., Tahira S. VII ICPEAC Abstracts of papers (Amsterdam North-Holland), 2, 875, 1971.
7. Bonsen T. F. M. Vriens L. Physica, 47, 307, 1970.
8. Bell K. L., Freeston M. W., Kingston A. E. J. of Phys., B3, 952, 1970.
9. Green L. G., Mulder M. M., Lewis M. N., Woll Z. W. Phys. Rev., 93, 757, 1964.

Поступила в редакцию
16.4 1972 г.

НИИЯФ

УДК 539.12.01

Д. В. ГАЛЬЦОВ, Н. С. НИКИТИНА

О ВЫЧИСЛЕНИИ ТРЕУГОЛЬНОЙ ДИАГРАММЫ В СПИНОРНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

В последнее время в литературе широко обсуждались аномальные свойства аксиальной вершины в спиновой электродинамике, впервые рассмотренные Адлером [1]. На языке теории возмущений ответственной за аномалии является треугольная диаграмма, приведенная на рисунке. Матричный элемент, соответствующий этой диаграмме, вычислил Розенберг [2], результат которого в дальнейшем был повторен Адлером и рядом других авторов. При этом подчеркивалось, что градиентная инвариантность позволяет выделить расходящиеся интегралы и делает вычисление однозначным. Противоположное суждение было высказано Шпилевским [3], в работе которого результат Розенберга подвергнут сомнению и утверждается, что в вычислении этой диаграммы имеется неоднозначность, связанная с существованием тождества

$$\varepsilon_{abcd} \delta_{ef} + \varepsilon_{bcde} \delta_{af} + \varepsilon_{cdea} \delta_{bf} + \varepsilon_{deab} \delta_{cf} + \varepsilon_{eabc} \delta_{df} = 0$$

(ε_{abcd} — символ Леви — Чевиты).

(1)

В настоящей заметке будет показано, что это утверждение является ошибочным. Тензор третьего ранга $R_{\mu;\sigma\rho}$, соответствующий рассматриваемой диаграмме, в импульсном пространстве может быть представлен в виде разложения по структурам следующих типов:

$$k_{1\tau} \varepsilon_{\tau\sigma\rho\mu}; \quad k_{2\tau} \varepsilon_{\tau\sigma\rho\mu}; \quad (2)$$

$$k_{1\rho} k_{1\tau} k_{2\xi} \varepsilon_{\tau\xi\sigma\mu}; \quad k_{2\rho} k_{1\tau} k_{2\xi} \varepsilon_{\tau\xi\sigma\mu}; \quad (2')$$

$$k_{1\sigma} k_{1\tau} k_{2\xi} \varepsilon_{\tau\xi\rho\mu}; \quad k_{2\sigma} k_{1\tau} k_{2\xi} \varepsilon_{\tau\xi\rho\mu};$$

$$k_{1\mu} k_{1\tau} k_{2\xi} \varepsilon_{\tau\xi\sigma\rho}; \quad k_{2\mu} k_{1\tau} k_{2\xi} \varepsilon_{\tau\xi\sigma\rho}. \quad (2'')$$

Два последних выражения (2'') являются градиентно-инвариантными, в то время как из остальных должна быть составлена комбинация, градиентно-инвариантная в целом. Это условие позволяет выразить расходящиеся коэффициенты при структурах (2) через конечные величины. Выражения (2) и (2'') в силу тождества (1) являются линейно зависимыми, например:

$$k_{1\mu} k_{1\tau} k_{2\xi} \varepsilon_{\tau\xi\sigma\rho} = (k_1 k_2) k_{1\tau} \varepsilon_{\tau\sigma\rho\mu} - k_1^2 k_{2\tau} \varepsilon_{\tau\sigma\rho\mu} -$$

$$- k_{1\sigma} k_{1\tau} k_{2\xi} \varepsilon_{\tau\xi\rho\mu} + k_{1\rho} k_{1\tau} k_{2\xi} \varepsilon_{\tau\xi\sigma\mu}, \quad (3)$$

поэтому тензор $R_{\mu;\sigma\rho}$ может быть представлен в виде

$$R_{\mu;\sigma\rho}^1 = A_1 k_{1\tau} \varepsilon_{\tau\sigma\rho\mu} + A_2 k_{2\tau} \varepsilon_{\tau\sigma\rho\mu} +$$

$$+ A_3 k_{1\rho} k_{1\tau} k_{2\xi} \varepsilon_{\tau\xi\sigma\mu} + A_4 k_{2\rho} k_{1\tau} k_{2\xi} \varepsilon_{\tau\xi\sigma\mu} +$$

$$+ A_5 k_{1\sigma} k_{1\tau} k_{2\xi} \varepsilon_{\tau\xi\rho\mu} + A_6 k_{2\sigma} k_{1\tau} k_{2\xi} \varepsilon_{\tau\xi\rho\mu}, \quad (4)$$

Из условия градиентной инвариантности $k_{1\sigma} R_{\mu;\sigma\rho} = k_{2\rho} R_{\mu;\sigma\rho} = 0$, получим