

Предложенная схема оптического цифрового перемножителя с использованием источников света с различными длинами волн позволяет простым образом реализовать умножение на основе операции аналоговой свертки. При считывании данных с жидкокристаллического транспаранта бихроматическим излучением возможно одновременное выполнение двух логических операций, необходимых для выполнения операции суммирования с переносом.

Литература

- [1] Whitehouse H. J., Speiser J. M. // Aspects of Signal Processing. 1977. Vol. 2. 90 p.
- [2] Родес У. Т., Джилофойл П. С. // ТИИЭР. 1984. Т. 72. № 7. 80 с.
- [3] Guilfoyle P. // Opt. Eng. 1984. Vol. 23. P. 20—25.
- [4] Psaltis D., Casasent D. // Proc. SPIE. 1980. Vol. 98. P. 232.
- [5] Li Y., Eichmann G., Alfano R. R. // Opt. commun. 1987. Vol. 64. N 2. P. 99.
- [6] Беловолов М. И., Дианов Е. М., Гурьянов А. Н. // Электросвязь. 1987. № 11. С. 54.
- [7] Seki M., Kobayashi K., Odagiri Y. // Electronics Letters. 1982. Vol. 18. N 6. P. 35—37.
- [8] Fatehi M. T., Wasmundt K. C. // Appl. Opt. 1981. Vol. 20. N 13. P. 2250.
- [9] Воеводкин Г. Г., Дианов Е. М., Кузнецов А. А., Нефедов С. М. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 22. Вып. 22. С. 1373—1377.

Институт общей физики АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
14 марта 1988 г.

Журнал технической физики, т. 59, в. 5, 1989

РАССЕЯНИЕ БЫСТРЫХ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ВОДОРОДА ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ИХ С АТОМАМИ He И МОЛЕКУЛАМИ H₂

Р. Н. Ильин, В. И. Сахаров, И. Т. Серенков

В инжекторах термоядерных реакторов предполагается использование пучков быстрых ($E > 100$ кэВ) атомов водорода, полученных путем нейтрализации ускоренных отрицательных ионов при столкновении последних с атомами и молекулами. Для выбора параметров инжектора необходима информация о расхождении пучка, в частности об ее изменении в процессе транспортировки и нейтрализации, т. е. об упругом и неупругом рассеянии ионов H⁻. Рассеяние при нейтрализации быстрых ($E=50-150$ кэВ) ионов H⁻ исследовалось экспериментально в работе [1], где изучались зависимости угловых характеристик пучков нейтральных частиц от толщины мишени, но не были получены такие характеристики элементарных процессов, как дифференциальные сечения и не рассматривалось упругое рассеяние. В работах [2-4] приведены результаты расчетов дифференциальных сечений нейтрализации и упругого рассеяния быстрых ионов H⁻ на различных мишенях. Интересной особенностью результатов расчетов упругого рассеяния следует считать наличие минимума на угловых зависимостях дифференциальных сечений, связанного с особенностями структуры иона H⁻.

Задачей настоящей работы является измерение дифференциальных по углу сечений нейтрализации и упругого рассеяния быстрых ионов H⁻ при столкновении их с атомами и молекулами с целью получения более детальной, чем в работе [1], информации об элементарных процессах и проведения сопоставлений с теорией, в частности проверки наличия особенностей в упругом рассеянии.

В качестве мишеней были выбраны молекулярный водород, являющийся основным компонентом остаточного газа в инжекторах, и гелий. Энергии столкновений составляли 100 и 200 кэВ. Диапазон углов рассеяния $0-10^{-3}$ рад.

Методика эксперимента

Первичный пучок ионов H⁻, сформированный коллиматором, направлялся в камеру столкновений. Выходящий из камеры пучок рассеянных частиц проходил пролетную часть и попадал на неподвижный детектор, представляющий собой шевронную сборку из двух 60-миллиметровых МКП. Коллиматор состоял из двух вертикальных щелей шириной 10 мкм

и высотой 0.6 мм на расстоянии 80 см друг от друга. Длина камеры столкновений составляла 16.5 см, пролетной части (от центра камеры до детектора) — 327 см.

Перед детектором была расположена измерительная щель шириной 35 мкм и высотой 4 см. Толщина газовой мишени при измерении сечений не превышала $2 \cdot 10^{14}$ см⁻², что обеспечивало однократность столкновений. Получение угловых зависимостей осуществлялось путем подачи ступенчатых напряжений на пару вертикальных плоскопараллельных пластин, расположенных непосредственно перед камерой столкновений, и измерения интенсивности сигнала при каждом значении разности потенциалов между пластинами. Данный метод является модификацией известного способа измерения расходимости пучков (см., например, [5]). Съем сигналов с детектора и выдача на пластины ступенчатых напряжений велась в автома-

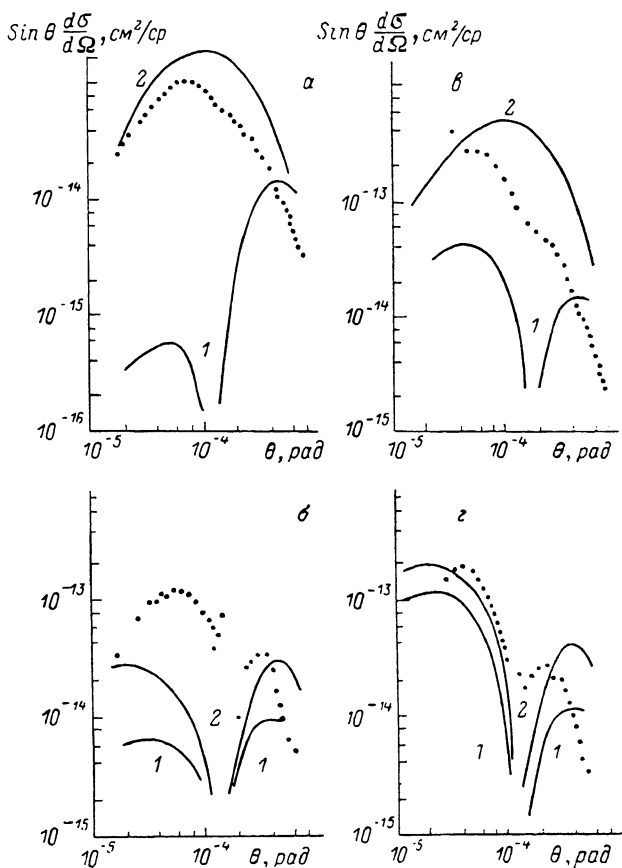


Рис. 1. Дифференциальные сечения упругого рассеяния ионов H^- на Ne (а, б) и H_2 (в, г) при энергиях 100 (а, в) и 200 кэВ (б, г).

Точки — эксперимент, сплошные линии — расчет.

тическом режиме с помощью микроЭВМ, согласованной с пересчетным прибором и цифро-аналоговым преобразователем. Профиль пучка, рассеянного на мишени (зависимость интенсивности от угла отклонения первичного пучка), определялся как разность профилей, полученных при рабочем и остаточном давлениях в камере столкновений, что позволяло избежать ошибок, связанных с рассеянием на щелях и в остаточном газе. Форма угловых зависимостей дифференциальных сечений получалась путем применения к экспериментальным кривым процедуры восстановления, сходной с описанной в работе [6]. Необходимость этого обусловлена использованием в установке ленточных пучков и протяженной щели перед детектором. Абсолютные значения дифференциальных сечений нейтрализации получались путем калибровки нормированных кривых на полные сечения, взятые из работы [7], абсолютные значения сечений упругого рассеяния определялись из геометрических условий эксперимента. В качестве контрольного опыта аналогичным образом было измерено абсолютное дифференциальное сечение нейтрализации на энергии 100 кэВ и проведено сравнение с сечением, полученным с помощью калибровки, при этом расхождение кривых не превышало 20 %.

а) Упругое рассеяние ионов в Н⁻. Результаты измерений приведены на рис. 1. Там же для сравнения приведены расчетные кривые. Кривые 1 соответствуют расчетам в первом борновском приближении, выполненным методом, изложенным в работе [2]. Наблюдается большое расхождение между расчетными и экспериментальными кривыми, особенно в области малых углов для гелиевой мишени.

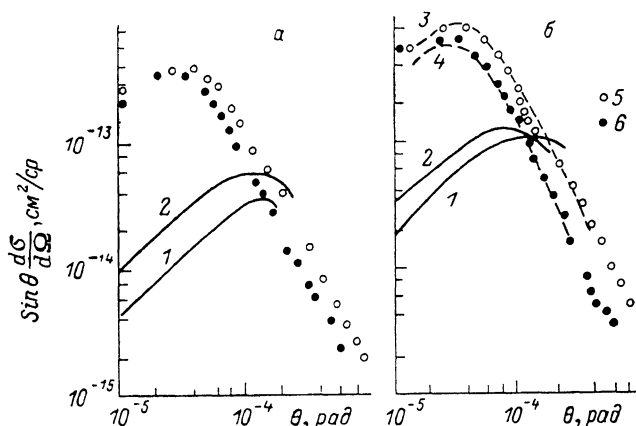


Рис. 2. Дифференциальные сечения нейтрализации ионов Н⁻ на He (а) и Н₂ (б).

1, 2 — расчет тем же методом, что и в [2]; 3, 4 — расчет на основе данных [2]; 5, 6 — эксперимент при E=100 и 200 кэВ соответственно. E, кэВ: 1, 3 — 100, 2, 4 — 200.

Лучшее согласие с экспериментом дает расчет предлагаемым нами способом, являющимся модификацией метода из работы [2]. Он заключается в замене квадрата форм-фактора отрицательного иона $|F_{00}^{H-}(q)|^2$ величиной

$$\Phi(q) = (\cos \varphi - F_{00}^{H-}(q) - 1)^2 + \sin^2 \varphi,$$

где

$$\varphi = (2/v) \ln \sin \frac{\theta}{2} + \varphi_0, \quad \exp(i\varphi_0) = \frac{\Gamma\left(1 - \frac{i}{v}\right)}{\Gamma\left(1 + \frac{i}{v}\right)}.$$

Здесь v — относительная скорость сталкивающихся частиц, θ — угол рассеяния. Величина $4\mu^2/q^4\Phi(q)$ является приближенным выражением для сечения рассеяния быстрой заряженной частицы на ионе Н⁻ при рассмотрении этого процесса как рассеяния на искаженном кулоновском потенциале методом, близким к изложенному в работе [8] и отличающимся от последнего тем, что в нашем случае выражение для некулоновской части амплитуды рассеяния f^N находилось методом Борна, а не суммированием парциальных волн. Для кулоновской части амплитуды f^C бралось точное выражение [9]. Таким образом, подстановка величины $\Phi(q)$ вместо $|F_{00}^{H-}(q)|^2$, хотя и не является строго обоснованной, позволяет, на наш взгляд, лучше учесть особенности структуры иона Н⁻. Результаты расчетов дифференциальных сечений упругого рассеяния вышеизложенным методом приведены на рис. 1, кривые 2.

Из рис. 1 видно, что минимум на угловых зависимостях дифференциальных сечений проявляется отчетливо при E=200 кэВ в той области углов, где расчет обоими методами дает резкий провал. При E=100 кэВ экспериментальные кривые идут сравнительно гладко, предсказываемая расчетом по методу, описанному в работе [2], особенность нами обнаружена не была.

б) Рассеяние при нейтрализации ионов Н⁻. На рис. 2 представлены дифференциальные сечения нейтрализации иона Н⁻ и результаты расчетов сечения в борновском приближении. Расчеты выполнены тем же методом, что и в работе [2]. Из сопоставления с экспериментом видно, что положение расчетных максимумов оказывается сдвинутым в область больших углов. Это объясняется тем, что, как показано в работах [3, 4], метод расчета, применяемый в работе [2], не учитывает того факта, что движение нейтрального атома, образовавшегося в результате столкновения иона Н⁻ с мишенью, существенно отличается от движения центра масс системы атом + удаленный электрон, а, поскольку в эксперименте фикса-

руется угол рассеяния нейтральной частицы, это отличие необходимо принимать во внимание при расчете сечений нейтрализации в лабораторной системе координат. Оценки, проведенные на основании данных работы [3], показывают, что максимумы расчетных кривых должны быть сдвинуты в сторону меньших углов.

Как следует из результатов, полученных в работах [2, 4], форма дифференциальных сечений нейтрализации ионов H^- при столкновениях с молекулами H_2 весьма мало отличается от случая, когда мишенью являются атомы H . Этот факт позволяет использовать результаты работы [3] для сопоставления с экспериментальными данными по нейтрализации H^- на H_2 , при этом для приведения к нужным значениям энергии следует воспользоваться правилами масштабирования углов, предложенными авторами работы [3], и провести калибровку на полные сечения. Результаты соответствующих расчетов, также приведенные на рис. 2, показывают хорошее согласие между экспериментальными зависимостями и кривыми, полученными вышеописанным методом.

Таким образом, в работе измерены дифференциальные по углу сечения упругого рассеяния и рассеяния при нейтрализации быстрых ионов H^- с энергиями 100 и 200 кэВ, проведено сопоставление полученных результатов с теорией, при энергии 200 кэВ экспериментально показано существование предсказанной теорией особенности в упругом рассеянии ионов H^- , а также подтверждена необходимость учета различия траекторий атома и центра масс системы атом+удаленный электрон при расчетах сечений нейтрализации быстрых ионов H^- .

В заключение авторы выражают глубокую благодарность А. Д. Хахаеву, А. Г. Босенко и Я. Е. Штивельману за создание комплекса аппаратуры автоматизации эксперимента и первичной обработки информации.

Литература

- [1] Дьячков В. А., Зиненко В. И., Казанцев Г. В. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 2. С. 416—420.
- [2] Lee Y. T., Chen J. C. Y. // Phys. Rev. 1979. Vol. A19. N 2. P. 526—533.
- [3] Genoni T. C., Wright L. A. // J. Phys. B. 1980. Vol. 13. N 2. P. L61—L64.
- [4] Wright L. A., Franz M. R., Genoni T. C. // Phys. Rev. 1985. Vol. A32. N 2. P. 1215—1216.
- [5] Ames L. L. // Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 151. N 3. P. 363—369.
- [6] Горбунов Е. П. // Диагностика плазмы. Вып. 3. М., 1973. С. 358—366.
- [7] Barnet C. F., McDaniel E. W., Gilbody H. B. Atomic data for controlled fusion research. Oak Ridge, 1977. 316 p.
- [8] McDowell M. R. G. // Phys. Rev. 1968. Vol. 175. N 1. P. 189—196.
- [9] Мотт Н., Мессе Г. Теория атомных столкновений. М., 1969. 756 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
5 мая 1988 г.

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕОХЛАЖДЕНИЯ РАСТВОРА-РАСПЛАВА НА ПАРАМЕТРЫ СЛОЕВ $InGaAsP$ ($\lambda_g=1.3$ мкм)

Л. А. Луполова, А. В. Сырбу, В. П. Яковлев

Полученные в последнее время серьезные достижения в изготовлении высокоэффективных $InGaAsP/InP$ лазерных гетероструктур ($\lambda_g=1.3$ мкм) выращиванием из растворов в расплаве [1, 2] определяют необходимость дальнейшего исследования этого процесса, который, как было показано, может конкурировать по предельным параметрам структур с такими изощренными методами выращивания, как молекулярная эпитаксия и газофазное выращивание из металлоорганических соединений. Проведенные ранее исследования жидкофазного роста $InGaAsP$ с длиной волны краевой люминесценции $\lambda_g=1.14$ [3, 4] и 1.2 мкм [5] показали, что основные параметры слоев (толщина слоя d , рассогласование параметров решетки $\Delta a/a$ и длина волны краевой люминесценции λ_g) зависят от переохлаждения раствора-расплава ΔT , из которого проводится выращивание. Вместе с тем в работе [6] сообщается, что при выращивании $InGaAsP$ с $\lambda_g=1.3$ мкм λ_g и $\Delta a/a$ не зависят от переохлаждения раствора-расплава. Однако этот результат был получен в результате выращивания при постоянной температуре из растворов в расплаве с разным содержанием фосфора. Необходимо отметить, что в про-