

ПОЛУЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ МАЛОЙ ЭНЕРГИИ

В. Д. Обзедков

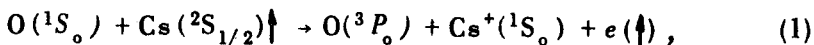
Предложен новый способ экспериментального получения высокополяризованных электронов малой энергии. Идея метода основана на передаче спиновой ориентации атомного электрона свободному электрону при неупругом столкновении атомов, в результате которого происходит отрыв электрона.

Рассмотренные в статье конкретные процессы, как показывают оценки, могут служить источником получения поляризованных электронных пучков достаточно высокой "яркости".

Получение, рассеяние и детектирование поляризованных электронных пучков является одной из наиболее перспективных проблем современной экспериментальной и теоретической физики электрон-атомных столкновений [1, 2]. До настоящего времени, однако, не были поставлены опыты по рассеянию медленных поляризованных электронов (электрон-вольтные энергии) из-за недостаточной "яркости" поляризованных электронных пучков, получаемых в современной экспериментальной методике¹⁾. Поэтому немногочисленные теоретические расчеты рассеяния поляризованных электронов на ориентированных атомно-молекулярных мишенях носят лишь характер предварительного прогноза.

В настоящей работе предлагается новый способ получения свободных высокополяризованных электронов почти нулевой энергии. Идея метода состоит в передаче приготовленной поляризации атомного электрона свободному электрону в результате неупругого процесса типа Пеннинг-ионизации или вследствие пересечения уровней. Специальным подбором партнеров можно добиться того, что свободные электроны будут иметь почти нулевую энергию и значительную степень поляризации. Первое обстоятельство позволяет с помощью электрического поля эффективно формировать пучки поляризованных электронов. Интенсивность этих пучков зависит от сечения передачи энергии, которое в условиях почти резонансного перехода является сравнительно большим (оценки см. ниже).

Рассмотрим неупругое столкновение



в котором атом Cs ориентирован; дефект резонанса $\Delta E = 2169 \text{ см}^{-1}$. Найдем степень поляризации P электрона и оценим сечение передачи энергии в канал $O(3P_0) + Cs^+(1S_0) + e(\uparrow)$.

¹⁾"Яркость" пучка поляризованных электронов характеризуется величиной $I = P_e (P - \text{степень поляризации, } i_e - \text{электронный ток})$ (см. [2]).

При медленном сближении атомов, когда имеет место s -рассеяние только, полный момент системы (J) и его проекция на выделенное направление (M_J) имеют значения $J = \frac{1}{2}$, $M_J = \frac{1}{2}$ (предполагается полная начальная поляризация). В выходном канале полный момент и его проекция определяются моментом свободного электрона. Поскольку J и M_J сохраняются при столкновении, s -электроны, образованные в реакции (1), полностью поляризованы. С помощью энергетического фильтра эти электроны могут быть отсортированы от электронов, образующихся в других разрешенных каналах реакции $O(^1S_0) + Cs(^2S_{1/2}) \uparrow$.

Оценим сечение (1), рассматривая этот процесс как почти резонансную передачу энергии. В приближении двух состояний система уравнений для коэффициентов перехода имеет вид (используется атомная система единиц):

$$i\dot{a}_{2,1} \approx V \exp(\mp i\Omega t) a_{1,2}, \quad (2)$$

где $\Omega t = \omega t - \int_{-\infty}^t (V_{22} - V_{11}) dt'$. Матричный элемент перехода $V_{12} = V \exp(i\omega t)$, ω — частота перехода, $V_{11,22}$ — диагональные элементы взаимодействия в атомном базисе. Несложно показать, что при условии $\Omega t_0 \ll \pi/2$ (t_0 — характерное время взаимодействия) вероятность перехода равна

$$W = \sin^2 \left(2 \int_0^{\infty} V \cos \Omega t dt \right). \quad (3)$$

Для перехода обменного типа, которое имеет место в (1), оператор $V = V_0 \exp\{-\alpha [p^2 + (vt)^2]^{1/2}\}$ для прямолинейных траекторий (p — параметр удара, v — скорость столкновения). Заменяя для оценки $\Omega t \rightarrow \Omega_0 t = \omega t - \int_{-\infty}^{\infty} (V_{22} - V_{11}) dt'$ получаем

$$W = \sin^2 \left\{ \frac{2V_0 \alpha p}{[\Omega_0^2 + (va)^2]^{1/2}} K_1 \left(p [\Omega_0^2 + (va)^2]^{1/2} / v \right) \right\}, \quad (4)$$

где K_1 — функция Макдональда. Сечение передачи энергии $\sigma = 2\pi \int_0^{\infty} W p dp$ при $av < \Omega_0$ равно

$$\sigma = 8\pi^2 (V_0 \alpha v^2 / \Omega_0^3)^2. \quad (5)$$

Максимальное сечение достигается при $av_0 \sim \Omega_0$ и равно

$$\sigma_{max} = \frac{\pi}{4\alpha^2} \ln^2 \left(\frac{V_0}{\Omega_0} \right) \quad (6)$$

(предполагается естественное условие $V_0/\Omega_0 > 1$). Видно, что σ_{max} не критически зависит от параметров V_0 и Ω_0 и имеет порядок газокинетического. Для системы $O(^1S_0) + Cs \rightarrow O(^3P_0) + Cs^+ + e$ согласно (6),

получаем $\sigma_{max} = 6 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ при $v_0 \approx 2 \cdot 10^6 \text{ см/сек}$. При $v = 10^5 \text{ см/сек}$ величина $v\sigma = 5 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3/\text{сек}$.

Реалистические значения плотностей $O(^1S_0)$ и $Cs(^2S_{1/2})$ в газовом разряде при указанной величине $v\sigma$ позволяет оценить электронный ток величиной порядка $\mu\text{а}$ или больше и, соответственно, $I_0 \approx 10^{-6} \text{ а}$. В стационарном режиме значение $I < I_0$ из-за уменьшения заселенности

$O(^1S_0)$, деполаризации $Cs(^2S_{1/2})$ и образовавшихся электронов при столкновениях и других причин, т. е. окончательное значение I является экспериментальной характеристикой. Укажем для сравнения, что в оптически накаченном гелиевом разряде, используемом как источник поляризованных электронов, лучшее значение $I = 4 \cdot 10^{-9} \text{ а}$ [3, 2], в эффекте Фано $I = 4 \cdot 10^{-10} \text{ а}$ [2].

Таким образом, можно полагать, что рассмотренный процесс является эффективным экспериментальным средством получения медленных поляризованных электронов.

Наряду с (1), практический и теоретический интерес представляет реакция $O(^1S_0) + Rb(^2S_{1/2}) \rightarrow O(^3P_0) + Rb(^1S_0) + e(\uparrow)$ с дефектом $\Delta E = -115 \text{ см}^{-1}$. Здесь отрыв электрона происходит вследствие пересечения уровней в точке, близкой к точке поворота.

Заметим в заключение, что если снять ограничение об образовании электронов почти нулевой энергии, то во многих процессах типа Пеннинг-ионизации можно получить полную передачу поляризации свободному электрону (например, $He(^2S_1) + Cd(^1S_0) \rightarrow He(^1S_0) + Cd^+(^2S_{1/2}) + e(\uparrow)$ (см. [4, 5]) или $He(^2S_1) + Cs(^2S_{1/2}) \rightarrow He(^1S_0) + Cs^+(^1S_0) + e(\uparrow)$).

Автор приносит глубокую благодарность проф. Ю.И. Демкову и проф. Г.Ф. Друкареву за полезное обсуждение результатов работы.

Ленинградский
государственный университет
им. А.А. Жданова

Поступила в редакцию
25 декабря 1974 г.

Литература

- [1] P.S. Farago. Reports Prog. Phys., **34**, 1055, 1971.
- [2] K. Jost. Physics of ionized gases p. 37, Beograd, Yugoslavia, 1972.
- [3] M.V. Mc Cusker, L.L. Hatfield, G.K. Walters, Phys. Rev., **5A**, 177, 1972.
- [4] L.D. Shearer. Atomic Physics, **V2**, p. 87, Plenum Press, London, 1971.
- [5] G. F. Drukarev, V. D. Ob'edkov, R. K. Janev. Phys. Lett., **42 A**, 213, 1972.