

01;02;03;04;10

Об индуцировании токов в газах быстрыми высокозарядными ионами

© А.Б. Войткив, Б.Г. Краков

Институт электроники им. У.А. Арифова АН Узбекистана,
700143 Ташкент, Узбекистан

(Поступило в Редакцию 23 апреля 1997 г.)

Показано, что асимметрия в вылете электронов и ионов отдачи, образующихся при ионизации атомов в элементарных актах столкновения с быстрыми высокозарядными ионами, может привести к появлению макроскопических токов электронов и ионов отдачи при бомбардировке газовой мишени пучком быстрых высокозарядных ионов.

Хорошо известно (см., например, [1]), что дифференциальное сечение фотоионизации атома не симметрично относительно замены $\vartheta \rightarrow \pi - \vartheta$, где ϑ — угол вылета фотоэлектрона, отсчитываемый от направления импульса падающего фотона. Эта асимметрия в вылете фотоэлектрона есть следствие наличия у фотона импульса. Хотя при небольших энергиях фотонов ($h\nu < 1$ а.е.) эта асимметрия очень мала, тем не менее она может привести к такому макроскопическому эффекту, как электронный ток увлечения при электромагнитном облучении полупроводников [2] и газов [3].

В последние годы большое внимание уделяется исследованию ионизации атомов в столкновениях с быстрыми высокозарядными ионами (ВЗИ) (см., например, [4–10] и цитируемую там литературу). В этих работах была обнаружена значительная асимметрия в вылете электронов при ионизации атомов: большая часть этих электронов имеет положительные проекции скорости на направление движения быстрого ВЗИ, причем подобный эффект имеет место как при однократной, так при двух- и более кратной ионизации атомов. В работах [4,6–9] было также найдено, что образующиеся при ионизации атомов в столкновениях с быстрыми ВЗИ ионы отдачи имеют преимущественно отрицательные проекции скорости на направление движения ВЗИ.

В данной работе мы покажем, что асимметрия — преимущественные направления скоростей электронов и ионов отдачи, наблюдаемая в элементарном акте ионизации атома при столкновении с быстрым ВЗИ, может привести к индуцированию макроскопических токов электронов и ионов отдачи при бомбардировке газовой мишени пучком быстрых ВЗИ.

Пусть имеется газ, исходно состоящий из нейтральных атомов с концентрацией n_a , который бомбардируется пучком быстрых частиц с концентрацией n_i , имеющих скорость v ($v \gg v_0 = 2 \cdot 10^8$ см/с). Пусть $d^2\sigma_e/(d\varepsilon d\Omega)$ — дифференциальное сечение "образования" свободного электрона с энергией¹ ε и определенным направлением

ем вылета из атома, происходящего при столкновении налетающей частицы с атомом мишени. Тогда

$$\Delta n_e = n_i n_a v \frac{d^2\sigma_e}{d\varepsilon d\Omega} \Delta\varepsilon \Delta\Omega \quad (1)$$

— это количество электронов, имеющих энергии в узком интервале $\varepsilon - \varepsilon + \Delta\varepsilon$ и летящих внутри малого элемента телесного угла $\Delta\Omega$, которые "производятся" в единице объема мишени в единицу времени в столкновениях с пучком бомбардирующих частиц. Пусть $\tau_e(\varepsilon)$ — среднее время релаксации электронов с энергией ε по импульсу. Тогда можно записать

$$\frac{d}{dt} \Delta N_e = -\frac{\Delta N_e}{\tau_e(\varepsilon)} + n_i n_a v \frac{d^2\sigma_e}{d\varepsilon d\Omega} \Delta\varepsilon \Delta\Omega, \quad (2)$$

где ΔN_e — концентрация участвующих в токе свободных электронов, имеющих энергии в интервале $\varepsilon - \varepsilon + \Delta\varepsilon$ и направления скорости внутри $\Delta\Omega$.

Считая, что пучок быстрых частиц был вспрыснут в мишень в момент времени $t = 0$, получаем

$$\frac{d^2 N_e}{d\varepsilon d\Omega} = n_i n_a v \tau_e \frac{d^2\sigma_e}{d\varepsilon d\Omega} (1 - \exp(-t/\tau_e(\varepsilon))). \quad (3)$$

Выражение для плотности электронного тока имеет вид

$$j_{el} = -|e| \int d\Omega \int d\varepsilon v_e \cos\vartheta \frac{d^2 N_e}{d\varepsilon d\Omega}, \quad (4)$$

где e — заряд электрона; $v_e = (2\varepsilon/m_e)^{1/2}$ и m_e — его скорость и масса; ϑ ($0 \leq \vartheta \leq \pi$) — угол вылета электрона, отсчитываемый от направления скорости быстрого ВЗИ.

Для оценки будем считать, что в среднем уже первое столкновение электрона с атомом приводит к выбытию электрона из тока (см., например, [3,11]). Предполагая, что газовая мишень является достаточно плотной, так что средняя длина свободного пробега электронов и соответственно время $\tau_e(\varepsilon)$ определяются столкновениями с атомами мишени, а не со стенками камеры (при обычных плотностях высокозарядных ионов в пучке концентрации образующихся ионов отдачи гораздо меньше концентрации нейтральных атомов газа, поэтому столкновениями электронов с ионами отдачи можно пренебречь), имеем $\tau_e(\varepsilon) = (n_a v_e \sigma_{ea})^{-1}$, где $\sigma_{ea}(\varepsilon)$ —

¹ Мы предполагаем, что энергия электрона, с которой он покидает атом, гораздо больше средней энергии теплового движения атомов. Поскольку даже при однократной ионизации типичные значения энергии $\varepsilon \sim 5-10$ эВ, то это условие выполняется для любых температур газа, при которых еще можно считать, что газ исходно состоит из нейтральных атомов.

полное сечение взаимодействия электрона энергии ε с атомом.

В стационарном режиме ($t \gg \tau_e$) находим:

$$j_{el} = -A_{el}|e|n_i v, \quad (5)$$

где

$$A_{el} = 2\pi \int_0^{\infty} \frac{d\varepsilon}{\sigma_{ea}(\varepsilon)} \int_0^{\pi} d\vartheta \sin \vartheta \cos \vartheta \frac{d^2 \sigma_e}{d\varepsilon d\Omega}. \quad (6)$$

Количество свободных электронов, производимое пучком быстрых ВЗИ в газе, пропорционально концентрации атомов газа, а их "время жизни" в токе обратно пропорционально этой концентрации. Поэтому конечное выражение (5) для плотности электронного тока не зависит от концентрации атомов. Величины сечений ионизации атомов в столкновениях с быстрыми ВЗИ довольно быстро падают с ростом кратности ионизации (см., например, [8,9]). Поэтому для оценки плотности электронного тока в (6) можно положить

$$\frac{d^2 \sigma_e}{d\varepsilon d\Omega} \simeq \frac{d^2 \sigma_e^{(1+)}}{d\varepsilon d\Omega},$$

где в правой части равенства стоит дважды дифференциальное сечение однократной ионизации атома.

К настоящему времени наиболее подробно исследованы столкновения быстрых ВЗИ с атомами гелия, причем имеются табулированные значения дважды дифференциального сечения однократной ионизации гелия для некоторых значений параметров (заряд, скорость) быстрых ВЗИ [5,12–14]. В качестве примера оценим значения плотности электронного тока, возникающего при бомбардировке газа, состоящего из атомов гелия, пучками ионов Mo^{40+} (25 MeV/amu) и Ne^{10+} (5 MeV/amu). Для получения значений полного сечения взаимодействия $\sigma_{ea}(\varepsilon)$ электронов с атомами гелия (величина которого определяется в основном упругими столкновениями и ионизацией) использовались известные (см., например, [11,15–17]) данные по сечениям упругих столкновений и ионизации. Численный расчет приводит к $A_{el} \simeq 2.1$ и 1 для бомбардировки ионами Mo^{40+} (25 MeV/amu) и Ne^{10+} (5 MeV/amu) соответственно. При концентрациях ионов в пучке $n_i \simeq 1-100 \text{ см}^{-3}$ и скоростях $v_{\text{Mo}} \simeq 7 \cdot 10^9 \text{ см/с}$ и $v_{\text{Ne}} \simeq 3 \cdot 10^9 \text{ см/с}$ (что соответствует рассматриваемым энергиям столкновений) имеем $j_{el}^{\text{He}} \simeq 2 \cdot 10^{-9} - 10^{-7}$ и $0.4 \cdot 10^{-9} - 10^{-7} \text{ А/см}^2$ соответственно для бомбардировки пучками Mo^{40+} (25 MeV/amu) и Ne^{10+} (5 MeV/amu).

В работах [4,6–9] было показано, что проекции на направление скорости быстрого ВЗИ (суммарного) импульса вылетающих при ионизации атома электронов и импульса образующегося при этом иона отдачи приблизительно равны друг другу по абсолютной величине и противоположны по знаку. Следовательно, при бомбардировке газовой мишени пучком быстрых ВЗИ помимо электронного тока должен существовать также ток j_i

ионов отдачи. На первый взгляд представляется, что из-за очень большой разницы в массах электронов и атомов ток ионов отдачи будет пренебрежимо мал в сравнении с электронным. Отметим, однако, что выражение (5) для плотности электронного тока не содержит массы его носителей. Поэтому можно ожидать, что эта большая разница в массах не скажется критически на величине ионного тока.

В отличие от ситуации с электронным током при нахождении тока ионов отдачи необходимо, вообще говоря, учитывать исходное тепловое движение атомов газа и для полной скорости \mathbf{u} ионов отдачи имеем: $\mathbf{u} = \mathbf{u}_T + \mathbf{u}_R$, где \mathbf{u}_T — тепловая скорость атомов, \mathbf{u}_R — дополнительная скорость иона отдачи, приобретаемая при ионизации атома в столкновении с быстрым ВЗИ. Анализ данных из работ [4,7,8] показывает, что средние энергии однократных ионов отдачи гелия, образующихся в столкновениях с быстрыми ВЗИ, имеют порядок нескольких тысячных электрон-вольта, близкий порядку величины имеют и энергии однократных ионов отдачи аргона, образующихся в таких столкновениях [8] (отметим, что энергии ионов отдачи довольно слабо зависят от заряда и скорости ВЗИ [18], поэтому такой порядок энергий отдачи будет иметь место для достаточно широкой области изменения зарядов и скоростей быстрых ВЗИ). При достаточно низких (порядка 10 К и ниже) температурах газовой мишени полная энергия и скорость даже однократных ионов отдачи будут в основном определяться энергией E_R и скоростью \mathbf{u}_R , полученной ими в процессе ионизации атома. Оценим в этом случае вклад $j_i^{(1)}$ в ионный ток от тех однократных ионов отдачи, которые образуются непосредственно в столкновениях с быстрыми ВЗИ. Величина $j_i^{(1)}$ может служить оценкой нижней границы полного тока ионов отдачи. Для $j_i^{(1)}$, повторяя выкладки, приведенные при нахождении электронного тока, можно получить

$$j_i^{(1)} = A_{\text{ion}}|e|n_i v, \quad (7)$$

где

$$A_{\text{ion}} = 2\pi \int_0^{\infty} \frac{dE_R}{\sigma_{ia}^{(1)}(E_R)} \int_0^{\pi} d\vartheta_i \sin \vartheta_i \cos \vartheta_i \frac{d^2 \sigma_1}{dE_R d\Omega_i}, \quad (8)$$

$(d^2 \sigma_1)/(dE_R d\Omega_i)$ — дважды дифференциальное сечение образования однократных ионов отдачи; ϑ_i — угол вылета иона, отсчитываемый от направления движения быстрого ВЗИ; $\sigma_{ia}^{(1)}(E_R)$ — полное сечение столкновений иона с атомами, приводящих к его выбитию из тока.

Как следует из (7), (8), выражение для плотности ионного тока при низких температурах мишени не содержит в явном виде массы ионов отдачи, поэтому различие в величинах электронного и ионного токов в рассматриваемом случае связано лишь с различиями в величинах соответствующих сечений. Движущиеся с гораздо большими скоростями электроны в силу этого обстоятельства чаще испытывают столкновения и

поэтому быстрее выбывают из тока. Таким образом, преимущество в скоростях электронов может (частично) компенсироваться гораздо большими значениями стационарной концентрации носителей ионного тока.

Оценим величину $j_i^{(1)}$ при бомбардировке гелиевой мишени. Насколько нам известно, прямых данных по $(d^2\sigma_1)/(dE_R d\Omega_i)$ в литературе нет. Однако в работе [7] показано, что при однократной ионизации гелия быстрыми ВЗИ имеет место приближенное соотношение $\mathbf{P}_e \simeq -\mathbf{P}_R$ (см. также [10]), где \mathbf{P}_e и \mathbf{P}_R — импульс улетающего электрона и иона отдачи соответственно. Поэтому для оценки можно положить

$$\frac{d^2\sigma_1}{dE_R d\Omega_i} \simeq \frac{M_a}{m_e} \frac{d^2\sigma_e^{(1+)}}{d\varepsilon d\Omega}$$

при сравнении этих сечений в соответствующих областях энергий E_R и ε ($E_R \simeq (m_e/M_a)\varepsilon$, M_a — масса атома) и углов $\vartheta_i \simeq \pi - \vartheta$. При низких энергиях столкновения однозарядные ионы отдачи, двигающиеся в газе из собственных атомов, будут выбывать из тока в основном за счет процесса резонансной перезарядки [11,14]. Поэтому для оценки будем считать, что

$$\sigma_{ia}^{(1)}(E_R) \simeq \sigma_{ex}(E_R),$$

где в правой части равенства стоит сечение резонансной перезарядки.

Используя для сечения $\sigma_{ex}(E_R)$ перезарядки однократных ионов гелия на собственных атомах имеющиеся в литературе данные (см., например, [11,15,19] и цитируемую там литературу) для плотности ионного тока, индуцированного в гелиевой мишени пучком (25 MeV/amu) Mo^{40+} , получено

$$j_i^{(1)} = -0.05|e|n_i v \simeq 0.025 j_{el}^{\text{He}}.$$

Рассмотрим противоположный предел, когда величины полной энергии и скорости однозарядных ионов отдачи определяются практически лишь их тепловым движением $u_T \gg u_R$. В этом случае для вклада $j_i^{(1)}$ в ток ионов отдачи можно найти

$$j_i^{(1)} = |e|n_i v \sigma_{ion}^{(1)} \langle u_R \rangle \int du_T \frac{F(u_T)}{\sqrt{2}u_T \sigma_{ia}^{(1)}(u_T)}, \quad (9)$$

где

$$\langle u_R \rangle = \left(\int \frac{2\pi}{\sigma_{ion}^{(1)}} \int dE_R u_R \int_0^\pi d\vartheta_i \sin \vartheta_i \cos \vartheta_i \frac{d^2\sigma_1}{dE_R d\Omega_i} \right) \quad (10)$$

— скорость дрейфа однократных ионов отдачи, $\sigma_{ion}^{(1)}$ — (полное) сечение однократной ионизации атома в столкновении с быстрым ВЗИ, $F(u_T)$ — максвелловская функция распределения атомов газа по скоростям.

Учитывая, что при $kT > 10^{-2}$ eV (k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура) сечение $\sigma_{ia}^{(1)}$

очень медленно меняется при изменении скорости столкновения, можно записать

$$j_i^{(1)} = A_{ion}^T |e|n_i v, \quad (11)$$

$$A_{ion}^T = \frac{\sigma_{ion}^{(1)}}{\sqrt{2}\sigma_{ia}^{(1)}(u_T)} \langle u_R \rangle \langle u_T^{-1} \rangle, \quad (12)$$

где $\langle u_T^{-1} \rangle = (2M_a/kT)^{1/2}$ — среднее значение обратной величины тепловой скорости атомов газа, $u_T^0 \simeq (kT/M_a)^{1/2}$.

Из выражений (9)–(12) следует, что в области температур, где $kT \gg P_R^2/2M_a$, $j_i^{(1)} \sim A_{ion}^T \sim T^{-1/2}$.

Используя данные из работы [8], оценим величину $j_i^{(1)}$ при бомбардировке газа, состоящего из атомов гелия при температуре $T = 300$ К, пучком Xe^{44+} (6.7 MeV/amu). Из этих данных следует, что $\langle u_R \rangle \simeq -2 \cdot 10^4$ cm/s, $\sigma_{ion}^{(i)} \simeq 5 \cdot 10^{-15}$ cm² (к близкому значению этого сечения приводит и расчет по формуле, полученной в [19]). Кроме того, при $T = 300$ К имеем $\langle u_T^{-1} \rangle \simeq 10^{-5}$ s/cm, $\sigma_{ia}^{(i)} \simeq 10^{-14}$ cm² и соответственно $j_i^{(1)} \simeq -0.1|e|n_i v$. Хотя с ростом температуры величина A_{ion}^T , согласно (12), должна убывать, тем не менее полученное для нее значение при бомбардировке пучком Xe^{44+} (6.7 MeV/amu) при $T = 300$ К оказалась несколько больше, чем оцененная выше величина A_{ion} для бомбардировки пучком Mo^{44+} (25 MeV/amu) при $T < 10$ К. Это связано с тремя факторами: во-первых, из-за меньшей (почти в два раза при приблизительно одинаковых зарядах) скорости столкновения ВЗИ с атомами сечение ионизации при бомбардировке Xe^{44+} (6.7 MeV/amu) значительно больше, чем при столкновении с Mo^{40+} (25 MeV/amu); во-вторых, по этой же причине выше асимметрия в направлениях импульсов ионов отдачи [10]; в-третьих, с ростом скорости атомов уменьшается сечение $\sigma_{ia}^{(1)}$, причем если при энергиях столкновения $E > 10^{-2}$ eV это сечение очень слабо зависит от скорости столкновения, то при $E < 10^{-3}$ eV это сечение довольно быстро увеличивается ($\sigma_{ia}^{(1)} \sim E^{-1/2} \sim u^{-1}$) с уменьшением скорости (см., например, [19,20]).

В заключение отметим, что оцененные значения плотностей токов таковы, что вполне допускают экспериментальное наблюдение рассматриваемого эффекта, при этом ионная компонента тока может составлять заметную долю полного тока и сама по себе допускать экспериментальное наблюдение.

Список литературы

- [1] Зоммерфельд А. Строение атома и спектры. М.: ГИТТЛ, 1956.
- [2] Гринберг А.А., Маковский Л.Л. // ФТП. 1970. Т. 4. Вып. 6. С. 1162–1164.
- [3] Амусья М.Я., Балтенков А.С., Гринберг А.А., Шануро Г.С. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. Вып. 1. С. 28–36.
- [4] Moshhammer R., Ullrich J., Unverzagt M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 73. P. 3371–3374.

- [5] *Stolterfoht N., Platten H., Schiwietz G. et al.* // Phys. Rev. 1995. Vol. A52. N 5. P. 3796–3802.
- [6] *Moshhammer R., Unverzagt M., Schmitt W. et al.* // NIM. 1996. Vol. B108. P. 425–445.
- [7] *Moshhammer R., Ullrich J., Unverzagt M. et al.* // NIM. 1996. Vol. B107. P. 62–66.
- [8] *Jardin P., Cassimi A., Grandin J.P. et al.* // NIM. 1996. Vol. B107. P. 41–46.
- [9] *Unverzagt M., Moshhammer R., Schmitt W. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76. N 7. P. 1043–1046.
- [10] *Voitkiv A.B.* // J. Phys. 1996. Vol. B29. N 22. P. 5433–5442.
- [11] Атомные и молекулярные процессы / Под ред. Д. Бейтса. М.: Мир, 1964. 777 с.
- [12] *Stolterfoht N., Schneider D., Tanis J. et al.* // Europhys. Lett. 1987. Vol. 4(8). P. 899–904.
- [13] *Stolterfoht N., Schneider D., Tanis J. et al.* Tabulated Double Differential Cross Sections for Electron Emission in 25-MeV/u Mo⁴⁰⁺ + He Collisions. Hahn-Meitner Institute (Berlin GmbH), 1995.
- [14] *Stolterfoht N., Schneider D., Tanis J. et al.* Tabulated Double Differential Cross Sections for Electron Emission in 5-MeV/u C⁶⁺, O⁸⁺, Ne¹⁰⁺ + He Collisions. Hahn-Meitner Institute (Berlin GmbH), 1995.
- [15] *Мотт Н., Мессу Г.* Теория атомных столкновений. М.: Мир, 1969. 765 с.
- [16] *Друкарев Г.Ф.* Столкновения электронов с атомами. М.: Наука, 1978. 256 с.
- [17] *Shan M.B., Elliot D.S., McCallion P., Gilbody H.B.* // J. Phys. 1988. Vol. B21. P. 2751–2761.
- [18] *Cocke C.L., Olson R.E.* // Phys. Rev. 1991. Vol. 205. P. 205–296.
- [19] *Смирнов Б.М.* Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. М.: Атомиздат, 1968. 363 с.
- [20] *Войткив А.Б., Коваль А.В.* // Изв. вуз. Сер. физ. 1995. Т. 38. № 2. С. 23–28.