Письма в ЖТФ, том 14, вып. 24 26 декабря 1988 г.

УДАРНАЯ ИОНИЗАЦИЯ И ЛАВИННОЕ УМНОЖЕНИЕ В КЛАССИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ

А.С. Кюрегян

В последние годы в связи с проблемой создания малошумящих лавинных фотодиодов интенсивно исследуется ударная ионизация (УИ) в сверхрешетках на основе сложных соединений элементов 3 и 5 групп (см. библиографию в [1, 2]). До сих пор изучались сверхрешетки, каждый из периодов которых содержит один или два резких гетероперехода, что приводит к наличию даже в сильном внешнем поле потенциальных ям для одного или обоих типов носителей зарядов, снижающих быстродействие приборов и вызывающих ряд нежелательных нелинейных эффектов. В настоящей работе впервые исследована УИ в варизонных сверхрешетках с плавно изменяющимися составом и шириной запрещенной зоны $\mathcal{E}_g$, свободных от этих недостатков.

Мы решим задачу в дрейфовом приближении [3], согласно которому УИ производится только электронами (дырками), пролетевшими вдоль поля без рассеяния путь $y_n(y_p)$, необходимый для увеличения кинетической энергии $\mathcal{E}$ от нуля в точке $x+y_n$ (в точке $x-y_p$) до порога УИ $\mathcal{E}_n(\mathcal{E}_p)$ в точке x. Для полупроводника переменного состава, помещенного в неоднородное электрическое поле с потенциалом $\varphi(x)$, длины невозмущенного дрейфа $y_{n,p}(x)$ определяются уравнениями

$$\mathcal{E}_{c,v}(x\pm y_{n,p})-\mathcal{E}_{c,v}(x)+q\varphi(x)-q\varphi(x\pm y_{n,p})\mp\mathcal{E}_{n,p}(x)=0, \qquad (1)$$

где $\mathcal{E}_{c,v}(x)$ – энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, электрическое поле $E=d\varphi/dx$ направлено вдоль оси x, верхний знак относится к электронам, нижний – к дыркам. Если E достаточно велико, то потенциальные ямы для электронов и дырок отсутствуют, их перенос осуществляется только за счет дрейфа в эффективных полях $E_{n,p}=E+\dfrac{1}{q}\dfrac{d\mathcal{E}_{c,v}}{dx}$, и стационарное лавинное умножение можно описать с помощью нелокальных уравнений непрерывности

$$\frac{dj_p(x)}{dx}=\frac{dj_n(x)}{dx}=\alpha_n(x)j_n(x+y_n)+\alpha_p(x)j_p(x-y_p), \qquad (2)$$

где $j_n=qn v_n$ и $j_p=qpv_p$ – плотности токов, $\alpha_{n,p}=(\tau_{n,p}v_{n,p})^{-1}P_{n,p}$ – коэффициенты УИ, $\tau_{n,p}$ и $P_{n,p}=exp\left(-\dfrac{y_{n,p}}{\bar\lambda_{n,p}}\right)$ – время и вероятность баллистического полета путей $y_{n,p}$, $\bar\lambda_n^{-1}=y_n^{-1}\int_x^{x+y_n}\lambda_n^{-1}dx'$, $\bar\lambda_p^{-1}=y_p^{-1}\int_{x-y_p}^{x}\lambda_p^{-1}dx'$, $\lambda_{n,p}=\lambda_{n,p}[x,\mathcal{E}(x)]$ – фононные длины свободного пробега, n и p –

концентрации электронов и дырок. В дрейфовом приближении $y_{n,p} \gg \bar{\lambda}_{n,p}$, поэтому

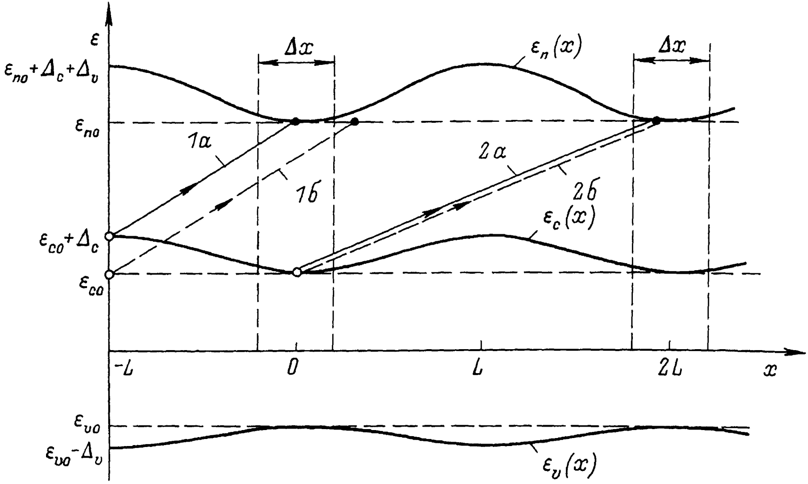
$$\alpha_n y_n + \alpha_p y_p \ll 1, \tag{3}$$

в (2) можно положить $j_{n,p}(x \pm y_{n,p}) \approx j_{n,p}(x)$ и лавинное умножение описывается обычным образом, хотя зависимости $\alpha_{n,p}(E)$ могут быть существенно нелокальными. Если $\varepsilon^2_{n,p} d\varepsilon_{n,p}/dx \ll q^2 E^3_{n,p} \bar{\lambda}_{n,p}$, то в уравнении (1) можно ограничиться первыми членами разложения функций $\varepsilon_{c,v}(x \pm y_{n,p})$ и $\psi(x \pm y_{n,p})$, в результате чего получается $y_{n,p} = \varepsilon_{n,p}(x)/qE_{n,p}(x)$, т.е. $\alpha_{n,p}$ локально зависят от напряженности поля и параметров полупроводника. Если состав полупроводника изменяется настолько медленно, что $\varepsilon_{n,p} d\varepsilon_{c,v}/dx \ll q^2 E^2 \bar{\lambda}_{n,p}$, то влиянием квазиэлектрического поля $\frac{1}{q}\, d\varepsilon_{c,v}/dx$ на УИ также пожно пренебречь. Этот предельный случай, когда изменение ε_g сводится к появлению дополнительной (по сравнению с гомопереходом) зависимости $\alpha_{n,p}$ от координаты в виде $\alpha_{n,p} = \alpha_{n,p}[x; \varepsilon_{n,p}(x)]$, был исследован в первых работах [4, 5], посвященных анализу УИ в варизонных полупроводниках. Наконец, при $d\varepsilon_{c,v}/dx = 0$ изложенный выше подход эквивалентен нелокальной теории УИ в обычных р–п–переходах [6] и является простым ее обобщением на случай переменного состава. В гомопереходах условие (3) применимости теории выполняется либо при очень слабом умножении, либо когда толщина слоя эффективного умножения $W_e \gg y_{n,p}$ и эффект нелокальности пренебрежимо мал. Принципиально иная ситуация может реализоваться, если область сильного поля р–п–перехода представляет собой сверхрешетку с периодом $2L \lesssim y_{n,p} \ll W_e$. В этом случае умножение можно описать с помощью усредненных по периоду сверхрешетки коэффициентов УИ

$$\bar{\alpha}_n = \frac{\tilde{\alpha}_n}{2L} \int_{-L}^{L} exp\left(-\frac{y_n}{\bar{\lambda}_n}\right) dx, \tag{5}$$

где $\tilde{\alpha}_n = \overline{(\tau_n v_n)}^{-1}$. Здесь мы ограничимся рассмотрением варизонной сверхрешетки в однородном в масштабе $2L$ электрическом поле. Будем считать, что $\varepsilon_c(x) = \varepsilon_{c0} + \Delta_c \psi(x)$, $\varepsilon_v(x) = \varepsilon_{v0} - \Delta_v \psi(x)$; $\varepsilon_n(x) = \xi(\varepsilon_c - \varepsilon_v)$, где Δ_c, Δ_v и ξ – постоянные величины ($2\Delta_{c,v} < qEL$), а периодическую функцию $\psi(x)$ аппроксимируем отрезками парабол: $\psi(x) = 2(x/L - 2k)^2$ при $(2k - 1/2)L < x < (2k + 1/2)L$ и $\psi(x) = 1 - 2(x/L - 2k - 1)^2$ при $(2k + 1/2)L < x < (2k + 3/2)L$ (см. рисунок). При этом изменение состава приводит к периодическому увеличению ε_g и ε_n от „исходных" значений ε_{g0} и ε_{n0} до $(\varepsilon_{g0} + \Delta_c + \Delta_v)$ и $[\varepsilon_{n0} + \xi(\Delta_c + \Delta_v)]$. Если напряженность поля E такова, что для интервала $-L < 2x < L$, дающего основной вклад в $\bar{\alpha}_n$, величина y_n лежит, например, в пределах $(2k + 1/2)L - x < y_n < (2k + 3/2)L - x$, то решение уравнения (1) имеет вид

$$y_n = \frac{L}{4\Delta_c}\left\{\varepsilon_0 - \left[\varepsilon_0^2 - 8\Delta_c\left(\varepsilon_{n0} - \Delta_c - (2k+1)\varepsilon_0 + 2\Delta_n \frac{x^2}{L^2} + \varepsilon_0 \frac{x}{L}\right)\right]^{1/2} + \right.$$
$$\left. + 4\Delta_c\left(2k + 1 - \frac{x}{L}\right)\right\}, \tag{6}$$



Схематичное изображение зависимостей $\varepsilon_c(x)$, $\varepsilon_v(x)$ и $\varepsilon_n(x)$ в варизонной сверхрешетке с $\xi = 1$. Траектории баллистических электронов, дающих основной вклад в УИ, изображены прямыми линиями: 1 – при $E=\frac{\varepsilon_{no}-\Delta_c}{qL}$; 2 – при $E=\frac{\varepsilon_{no}}{2qL}$; а – в сверхрешетке с периодом $2L$; б – в гомогенном материале с $\varepsilon_c=\varepsilon_{co}$ и $\varepsilon_v=\varepsilon_{vo}$. Δx – области эффективной УИ.

где $\varepsilon_o=qEL$, $\Delta_n=\Delta_c+\xi(\Delta_c+\Delta_v)$, k = 0, 1, 2 ... Подинтегральная функция в (5) имеет острый максимум апри $x=\tilde{x}$, поэтому $\tilde{\alpha}_n$ можно вычислить методом перевала. Приняв обычное в теории УИ допущение о постоянстве λ_n, получим из (6)

$$\tilde{x}=\frac{L\varepsilon_o}{4\Delta_n}\left\{\left[1-8\;\frac{\Delta_n\Delta_c}{\Delta_n-\Delta_c}\;\frac{\varepsilon_{no}-\Delta_c-(2k+1)\;\varepsilon_o}{\varepsilon_o^2}\right]^{1/2}-1\right\}, \qquad (7)$$

откуда

$$\bar{\alpha}_n(E)=\tilde{\alpha}_n\sqrt{\frac{\pi}{8}\;\frac{qE\lambda_n}{\Delta_n+\Delta_c}}\;exp\left[-\frac{L}{\lambda_n}(2k+1)+\frac{\tilde{x}}{\lambda_n}\left(\frac{\Delta_c}{\Delta_n}+1\right)\right]. \qquad (8)$$

Особенно наглядной зависимость $\bar{\alpha}_n(E)$ становится при $(qEL)^2 \gg 8\Delta_c|\varepsilon_{no}-\Delta_c-(2k+1)qEL|$. В этом случае

$$\bar{\alpha}_n(E)=\alpha_{no}(E)\sqrt{\frac{\pi}{8}\frac{qE\lambda_n}{\Delta_n+\Delta_c}}\,exp\left\{\frac{\Delta_c}{qE\lambda_n}-\frac{\Delta_c}{qE\lambda_n}\frac{2\Delta_n}{\Delta_n+\Delta_c}\left[\frac{\varepsilon_{no}-\Delta_c}{qEL}\;-(2k+1)\right]^2\right\}, \qquad (9)$$

где $\alpha_{no}(E)=\tilde{\alpha}_n\,exp\left(-\frac{\varepsilon_{no}}{qE\lambda_n}\right)$ – коэффициент УИ в „исходном" полупроводнике с минимальными $\varepsilon_g=\varepsilon_{go}$ и $\varepsilon_n=\varepsilon_{no}$. Аналогичный расчет при $(qEL)^2 \gg 8\Delta_c|\varepsilon_{no}-2kqEL|$ дает

$$\bar{\alpha}_n(E) = \alpha_{no}(E)\sqrt{\frac{\pi}{8}\frac{qE\lambda_n}{\Delta_n-\Delta_c}}\exp\left\{\frac{\Delta_c}{qE\lambda_n}\frac{2\Delta_n}{\Delta_n-\Delta_c}\left[\frac{\varepsilon_{no}}{qEL}-2k\right]^2\right\}. \qquad (10)$$

В обоих случаях основной вклад в УИ дают узкие области толщиной $\Delta x \sim \frac{L}{2}\sqrt{\frac{qE\lambda_n}{\Delta_n}} \ll 2L$ вблизи $x \simeq 2kL$, где $\varepsilon_c(x)$ и $\varepsilon_n(x)$ минимальны, что приводит к появлению малых предэкспоненциальных множителей в (8)-(10). Если $2kqEL=\varepsilon_{no}$, то порог УИ в этих областях достигается электронами, стартующими из дна ям сверхрешетки (траектория 2а на рисунке) и не имеющими начального избытка энергии, малость $\Delta x/2L$ ничем не компенсируется, а отношение $\bar{\alpha}_n / \alpha_{no} \ll 1$ минимально, Если же $(2k+1)qEL = \varepsilon_{no} - \Delta_c$, то энергия ε_{no} достигается в точке $x=2kL$ электронами, стартующими с „горбов" сверхрешетки (траектория 1а на рисунке) и имеющими начальный избыток энергии Δ_c по сравнению с ε_{co}. Поэтому в (9) появляется большой множитель $\exp(\Delta_c/qE\lambda_n)$ компенсирующий малость $\frac{\Delta x}{2L}$, а отношение $\bar{\alpha}_n/\alpha_{no} \gg 1$ и достигает максимума.

Таким образом, плавное периодическое увеличение ε_g и ε_n может приводить не только к уменьшению (что вполне естественно), но и к увеличению $\bar{\alpha}_n$, наблюдавшемуся ранее в ступенчатых сверхрешетках [1]. Величина этого существенно нелокального эффекта определяется отношением $\Delta_c/qE\lambda_n$ и при $2L \ll W_e$ не связана (в отличие от обычных p–n-переходов [4]) ни с условием (3) применимости теории, ни с величиной умножения, зависящего от $\bar{\alpha}_n W_e$.

В заключение отметим, что попытка применить дрейфовое приближение для расчета $\bar{\alpha}_n(E)$ была недавно предпринята в работе [2], результаты которой оказались ошибочными, так как ее авторы не учитывали изменение пороговой энергии ε_n одновременно с $\varepsilon_{c,v}$.

Однако они совершенно справедливо указали на то, что эффект усиления УИ можно трактовать как результат увеличения E за счет сложения с квазиэлектрическим полем $1/q\,\frac{d\varepsilon_{c,v}}{dx}$ и сильной сверхлинейной зависимости $\alpha(E)$. Такая интерпретация позволяет утверждать, что полученные нами результаты в качественном отношении не связаны с условиями применимости дрейфового приближения, поэтому описанные выше эффекты должны наблюдаться, хотя и не в столь ярко выраженной форме, и в сильных электрических полях.

Литература

[1] Capasso F. – Semiconductors and Semimetals, N-Y, Academic, 1985, v. 22, ptD, chap. 1.

[2] Brennan K., Hess K., Capasso F. – Appl. Phys. Lett., 1987, v. 50, N 26, p. 1897.

[3] Шокли В. – УФН, 1962, т. 77, № 1, с.161.

[4] Арутюнян В.М., Вуль А.Я., Петросян С.Г., Шмарцев Ю.В. – Письма в ЖТФ, 1980, т.6, № 14, с. 838

[5] А р у т ю н я н В.М., П е т р о с я н С.Г. – ФТП, 1980, т. 14, № 10, с. 2001.
[6] G r i b n i k o v Z.S., I v a s t c h e n k o V.M., M i t i n V.V. – Phys. stat. sol. (b), 1981, v. 105, N 2, p. 451.

Всесоюзный электротехнический
институт им. В.И. Ленина
Москва

Поступило в Редакцию
19 января 1988 г.
В окончательной редакции
7 мая 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 24 26 декабря 1988 г.

ЭФФЕКТЫ АНОМАЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В СМЕСЯХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ И ОДНОАТОМНЫХ ГАЗОВ

А.П. Б е д и н

Одним из проявлений аномальной релаксации в ударных волнах (УВ) в газах является релаксационная неустойчивость течения, возникающая при достижении телом некоторой критической скорости полета и выражающаяся в появлении в ранее однородном потоке возмущений УВ и течения в целом, обусловленных локальным микровзрывным выделением энергии в ударном слое [1, 2]. В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования этого явления в смесях фреонов-12, 114 (Ф-12-CF_2Cl_2, Ф-114-$C_2F_4Cl_2$) с Ar иди Xe, а также друг с другом. Эксперименты проведены на баллистической установке [3] при давлении p = 0.04 МПа и температуре T = 291 K. Концентрация примеси к каждому из фреонов $x_i = p_i/p$ (p_i – парциальное давление примеси) менялось от 0 до 1. При проведении экспериментов использовались сегментально-конические тела диаметром d = 26 или 28 мм с радиусом лобового сегмента R = 1.5. Угол атаки был равным 0, число Маха не превышало значения M = 10.

В результате обработки простых теневых фотографий, полученных в экспериментах, были определены области существования (в переменных x_i, M) неустойчивости течения в газовых смесях и измерены максимальные амплитуды пульсаций головной ударной волны Δ на режимах аномальной релаксации (см. рис. 1, 2). На рис. 1 представлены нейтральные кривые, разграничивающие области устойчивого и неустойчивого течения, для смесей фреонов друг с другом и с инертными газами. Там же показаны нейтральные кривые для чистых фреонов при давлении, соответствующему парциальному давлению их в смеси p ($1 - x_i$). Светлыми точками на графиках отмечены границы устойчивого течения, темными – неустойчивого, в промежутке между ними находится область пере-