

атмосферу за счет указанной реакции будут образовываться ядра кобальта с такой же энергией на нуклон; при этом из таких же соображений как и для Be^7 следует, что $F_{Co^{56}} / F_{Co^{59}} > 1$ для области 5 – 30 $Мэв/нуклон$. Для энергии 30–400 $Мэв/нуклон$ поток радиоактивного кобальта составит несколько процентов от потока стабильного изотопа.

Следует отметить, что экспериментальное исследование потока радиоактивных изотопов принесет новые сведения о параметрах области генерации космических частиц на Солнце (таких как n_H и ϵ). Период полураспада рассмотренных ядер достаточно большой (для бериллия – 53,6 дня, для кобальта – 77,3 дня), чтобы они могли наблюдаться на орбите Земли.

Научно-исследовательский
институт ядерной физики
Московского
государственного университета
им.М.В.Ломоносова

Поступило в редакцию
19 августа 1967 г.

Литература

- [1] К.де Ягер. Строение и динамика атмосферы Солнца. Изд-во ИЛ, М., 1962.
- [2] J.E.Dolan, G.G.Fazio. Rev. Geophysics, 3, 319, 1965.
- [3] I.R.Williams, C.B.Fulmer. Phys. Rev., 154, 1005, 1967.
- [4] S.Biswas, C.E.Fichtel, D.E.Guss. J.Geophys. Res., 71, 4071, 1966.
- [5] Л.Аллер. Распространенность химических элементов. Изд-во ИЛ, М., 1963.
- [6] K.Bearpark, W.R.Graham, G.Jones. Nucl. Phys., 73, 206, 1965.
- [7] W.J.Treytl, A.A.Caretto. Phys. Rev., 146, 836, 1966.

О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ НОВОГО ТИПА ФОТОПРОВОДИМОСТИ, ВЫЗВАННОЙ ДЕЙСТВИЕМ ИНТЕНСИВНОГО СВЕТА НА НОСИТЕЛИ ТОКА

В.М.Буймистров

В последнее время были предсказаны оптические нелинейные эффекты, связанные с носителями тока в полупроводниках [1–3]. Вольф и Пирсон [1] рассчитали генерацию гармоник, возникающую из-за нелиней-

ной зависимости скорости электрона v от квазимпульса p в непараболической (нп) зоне $H_0(p)$. Пател, Слалер и Флери наблюдали этот эффект [4].

Мы хотим обратить внимание на то, что нелинейная зависимость v от p , приводит к появлению нового фотоэффекта. Если образец, по которому протекает постоянный ток $i_0 = \sigma E_x$, облучается светом, то в нем возникает дополнительный постоянный ток $J_{нп} \sim E_0^2 \cdot E_x$ (E_x — постоянное поле, $E_0 \cos \omega t$ — электрический вектор света). Ток $J_{нп}$ рассчитывается методом матрицы плотности. Приведем решение уравнения для статистического оператора $\hat{\rho}$ электрона в произвольном по величине электрическом поле при произвольном законе дисперсии $H_0(p)$:

$$\hat{\rho} = \exp[-H_0(\hat{p} - \Delta p) / kT], \quad \Delta p = \int_{t_0 \rightarrow -\infty}^t dt 'F(t'). \quad (1)$$

Здесь $F(t)$ — действующая на электрон сила, Δp — приращение импульса электрона с момента включения поля t_0 .

Мы рассмотрели случай, когда отклонение закона дисперсии от параболического описывается моделью Кейна [1] и в разложении $H_0(p)$ учитывается член $-p^4 / 4m^2 E_g$ (m — эффективная масса электрона и E_g — ширина запрещенной зоны). Вычисляем ток $J_x = ne \int p \hat{v}_x \hat{\rho} / S p \hat{p}$, учитывая только члены, которые описывают интересующий нас эффект:

$$J_{нп} = - \frac{e^2 E_0^2}{2\omega^2 m E_g} (1 + 2 \cos^2 \theta) J_0. \quad (2)$$

θ — угол между векторами постоянного и переменного поля. Здесь возрастание импульса под действием силы eE_x ограничено временем релаксации импульса. Если сфокусировать излучение лазера на CO_2 с модулированной добротностью, можно получить заметный фототок $J_{нп}$. При $m = 0,01 m_0$, $E_g = 0,23$ эв, $\lambda = 10$ мк и $E_0 = 10^5$ в/см получаем $J_{нп} = -0,3 J_0$ ($\theta = 0$).

Этот эффект можно отделить от фотопроводимости, связанной с "разогревом" электронов. Приращение средней энергии электрона в поле волны определяется механизмами поглощения света электроном и последующей передачи энергии решетке. Если оба процесса происходят за счет взаимодействия электрона с оптическими колебаниями, тогда из уравнения баланса энергии получаем грубую оценку $\Delta \epsilon \sim e^2 E_0^2 / m \omega^2$. Из-за того, что τ_p зависит от энергии электрона, возникает дополнительная зависимость тока $J_{нп}$ от интенсивности света. Ею можно пренебречь при $\Delta \epsilon < \epsilon_0$ (ϵ_0 — энергия Ферми или $\{3kT/2\}$). В рассмотренном выше численном примере это неравенство выполняется в случае вырождения при $\Delta \epsilon \sim 0,2$ эв для $E_0 \leq 10^5$ в/см и при $\Delta \epsilon \sim 0,02$ эв для $E_0 \leq 10^4$ в/см. Подвижность $e\tau_p/m$ через время релаксации и массу зависит от энергии электрона. Из-за зависимости τ_p от $\Delta \epsilon$ возникает фототок $\sim \Delta \epsilon / \epsilon_0$, а зависимость m от $\Delta \epsilon$ приводит к фототоку $\sim \Delta \epsilon / E_g$ (T в (1) — температура "разогре-

того" электронного газа). Приращение энергии $\Delta\epsilon$ не зависит от θ , так как электроны разогреваются только светом (поле E_x слабое). Поэтому из разности фототоков при $\theta = 0$ и $\theta = \pi/2$ выпадает фототок, возникающий в результате "разогрева". Отметим, что в принципе возможен другой метод исключения эффекта "разогрева", который состоит в использовании очень коротких импульсов света, длительность которых меньше времени разогрева электронов.

Из-за нелинейной зависимости скорости дырок от импульса [3] эффект, аналогичный рассмотренному выше, должен наблюдаться в германии и кремнии p -типа.

Я признателен Э.И.Рашба и В.И.Мельникову за полезные замечания.

Поступило в редакцию
22 августа 1967 г.

Литература

- [1] P.A.Wolff, G.A.Pearson. Phys. Rev. Lett., 17, 1015, 1966.
- [2] В.М.Буймистров, В.П.Олейник. ФТП, 1, 85, 1967.
- [3] B.Lax, W.Zawadzki, M.H.Weiler. Phys. Rev. Lett., 18, 462, 1967.
- [4] C.K.N.Patel, R.E.Slusher, P.A.Fleury. Phys. Rev. Lett., 17, 1011, 1966.